
Entwicklung und Inbetriebnahme eines neuen Datenaufnahmesystems am QCLAM-Spektrometer

Design and Commissioning of a New Data Acquisition System at QCLAM Spectrometer

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Maxim Singer aus Trubezkoje

Tag der Einreichung: 19.11.2019, Tag der Prüfung: 20.01.2020

Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Entwicklung und Inbetriebnahme eines neuen Datenaufnahmesystems am QCLAM-Spektrometer
Design and Commissioning of a New Data Acquisition System at QCLAM Spectrometer

Genehmigte Dissertation von Maxim Singer aus Trubezkoje

1. Gutachten: Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 19.11.2019

Tag der Prüfung: 20.01.2020

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-116361

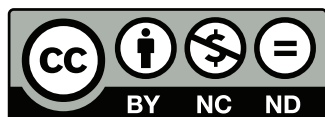
URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/11636>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.de>

Erklärung gemäß §9 Promotionsordnung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle wörtlichen und paraphrasierten Zitate wurden angemessen kenntlich gemacht. Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den 19. November 2019

Maxim Singer



Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Durchführung von kernphysikalischen Elektronenstreuexperimenten am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC ein neues Datenaufnahmesystem für das QCLAM-Spektrometer entwickelt und in Betrieb genommen. Dabei umfasste die Entwicklung die komplette Informationskette von den analogen Signalen der als Ortsdetektoren eingesetzten Vieldrahtdriftkammern bis zur grafischen Benutzeroberfläche zur Echtzeitüberwachung aller wichtiger Messgrößen während eines Elektronenstreuexperiments.

Die Entwicklung der Datenaufnahme gliedert sich in drei Teile. Der erste Teil umfasst den Aufbau und Verschaltung, sowie die Hard- und Softwarekonfiguration von Elektronikmodulen. Dabei wurde die für das Starten der Datenaufnahme verantwortliche Trigger-Logik so aufgebaut, dass das Aufnehmen und Auslesen von Daten gleichzeitig stattfinden kann und die Experimentierzeit, die je nach Experiment mehrere Wochen dauern kann, im Vergleich zum vorherigen System effektiv um die Hälfte reduziert wird.

Der zweite Teil der Datenaufnahme beinhaltet die Weiterverarbeitung von den binären Dateien aus den VME-Modulen. Dazu wurde ein umfangreiches Programm QCLAMon zur Echtzeitüberwachung und Darstellung von (e,e') -Daten während eines Experiments entwickelt. Dabei werden aus den gemessenen Driftzeitinformationen für einzelne Ereignisse Elektronenbahnen rekonstruiert und nach notwendiger Korrektur der Spektrometer-Aberration mit zahlreichen Statistiken präsentiert. Die für die Korrekturen notwendigen Parameter wurden aus Kalibrierungsmessungen während mehrerer Teststrahlzeiten gewonnen.

Der dritte Teil der Entwicklung umfasste die Inbetriebnahme des Spektrometers mit der neuen Datenaufnahme nach einer zehnjährigen Pause. Dazu wurde in Herbst 2018 eine Messkampagne zur Kalibrierung des Spektrometers durchgeführt. Dabei wurde die Fokalebene des Spektrometers für verschiedene Quadrupol-Dipolmagnetfeld-Einstellungen vermessen und eine Lochblendenmessung durchgeführt. Die daraus extrahierten Resultate wurden in das Analyseprogramm QCLAMon integriert. Damit konnte die relative Energieauflösung eines ^{12}C -Anregungsspektrums auf $5 \cdot 10^{-4}$ erhöht werden, was dem besten jemals am QCLAM-Spektrometer gemessenen Wert entspricht.

Durch eine Analyse des Strahlprofils auf dem Target mit optischer Übergangsstrahlung wurde gezeigt, dass die örtliche Schwankung des Strahlflecks einen messbaren Einfluss auf die erreichbare Energieauflösung hat und dass dieser Effekt korrigiert werden kann. Zudem wurde die Möglichkeit einer Strahlstrommessung mit optischer Übergangsstrahlung am QCLAM-Spektrometer untersucht.



Abstract

In this work, a new data acquisition system for the QCLAM spectrometer has been developed and put into operation for the performance of electron scattering experiments at the Darmstadt superconducting linear accelerator S-DALINAC. The development encompassed the complete information chain from the analogue signals of the multi-wire drift chambers used as the position detectors to the graphical user interface for online monitoring of all important measured variables during an electron scattering experiment.

The development of the data acquisition is organized into three parts. The first part includes the design and interconnection, as well as the hardware and software configuration of electronic modules. The trigger logic responsible for starting the data acquisition was set up in a way that recording and reading of data can take place simultaneously and the experimentation time, which can be several weeks, is effectively reduced to one half compared to the previous system.

The second part of the data acquisition includes the processing of the binary files from the VME modules. An extensive program QCLAMon was developed for online monitoring and presentation of the (e,e') data during an experiment. Electron tracks are reconstructed from the measured drift time information for individual events and, after a necessary correction of the spectrometer aberration, presented to the experimenter with numerous statistics. The parameters required for the corrections were obtained from the calibration measurements during the test beam times.

The third part of the development involved the commissioning of the spectrometer with the new data acquisition after a ten-year break. For this purpose, a set of measurements was performed in autumn 2018 for the calibration of the spectrometer. The focal plane of the spectrometer was measured for different quadrupole dipole magnetic field settings and a sieve slit measurement was performed. The extracted results were integrated into the analysis program QCLAMon. The relative energy resolution of a ^{12}C excitation spectrum could be improved to $5 \cdot 10^{-4}$, which represents to the best value ever measured at the QCLAM spectrometer.

An analysis of the beam profile on the target with optical transition radiation showed that the local variation of the beam spot has a measurable influence on the achievable energy resolution and that this effect can be corrected. In addition, a future possibility of beam current measurements with optical transition radiation was confirmed at the QCLAM spectrometer was investigated.



Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	QCLAM-Spektrometer	5
2.1	Strahltransport durch das Spektrometer	6
2.2	Triggerdetektoren	10
2.3	Driftkammern	12
2.4	Driftkammer-Gasversorgung	15
2.5	Strahlstromauslese	16
3	Das neue Datenaufnahmesystem: Backend	18
3.1	Vorverstärker und TDC-Eingangsstufe	20
3.2	TDC	24
3.3	Trigger-Logik	25
3.4	Datenstruktur	30
3.5	Auslesemodus	32
3.6	Koinzidenzexperimente (e,e'x)	36
4	QCLAM Monitoring und Analyseprogramm	39
4.1	Event-Builder	41
4.2	Analysator und grafische Aufbereitung	42
4.3	Setzen von Gates und Datensicherung	45
5	Durchführung von Testexperimenten für die Inbetriebnahme des QCLAM-Spektrometers	47
5.1	Lochblendenmessung	47
5.2	Track-Rekonstruktion	50
5.2.1	Driftzeitkorrektur	50
5.2.2	Driftcluster-Erkennung	51
5.2.3	Berechnung der Driftweg-Relation	52
5.2.4	Berechnung des Durchstoßpunktes	56
5.2.5	Berechnung der Elektronentrajektorie	59
5.3	Software-Korrektur der Spektrometer-Optik	62
5.3.1	Bestimmung der Fokalebene	62
5.3.2	Korrektur der dispersiven Koordinate	66
5.3.3	Streuwinkelrekonstruktion	70
6	Einsatz von optischer Übergangsstrahlung zur Verbesserung der Experimentanalyse	74
6.1	Zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls	79
6.2	Einfluss der Strahlqualität auf die Energieauflösung	81
6.3	Strahlstommessung mit optischer Übergangsstrahlung	82
7	Zusammenfassung & Ausblick	85



1 Einführung

Elektronenstreuung an großen Beschleunigeranlagen ist seit den 1950-er Jahren ein Standardwerkzeug zur Untersuchung der Kernstruktur [1]. Das Institut für Kernphysik in Darmstadt bietet mit dem supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC (Abbildung 1) eine ganze Palette an möglichen Experimenten mit Elektronenstrahlen bis 130 MeV an [2]. Zusammen mit dem neuen S-DALINAC Beschleuniger wurde 1991 auch ein neues Magnetspektrometer QCLAM speziell für $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente aufgebaut [3]. In den nachfolgenden Jahren wurden am Spektrometer erfolgreich (e,e') -, $(e,e'n)$ - [4], $(e,e'p)$ - [5] und (e,e') -Experimente unter 180° [6, 7] durchgeführt.

Bei der letzten Weiterentwicklung des S-DALINACs im Jahr 2016 wurde zur Erhöhung der maximalen Strahlenergie auf 130 MeV im cw-Betrieb und zur Ermöglichung eines Energy-Recovery-Betriebs, der Hauptbeschleuniger um eine dritte Rezirkulation erweitert [8]. Zusätzlich wurde ein High-Energy-Scraper-System mit eingebautem Strahl-Halo-Scraper in die Strahlführung eingebaut und getestet [9]. In den anschließenden Tests wurde gezeigt, dass eine Energieunschärfe des Strahls besser als $2 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden kann. Zudem konnte der störende Strahlungsuntergrund um die Streukammer herum, verursacht durch das Elektronenstrahl-Halo, um bis zu 90% reduziert werden [9]. Diese Verbesserungen stellen einen wichtigen Schritt zur Realisierung von $(e,e'\gamma)$ -Koinzidenzexperimenten dar, die als ein neues Arbeitsgebiet erschlossen werden sollen [10].

Der S-DALINAC beschleunigt im ersten Schritt die in einer thermionischen Elektronenkanone oder einer spinpolarisierten Quelle [11] erzeugten Elektronen im Injektor auf rund 10 MeV (Abbildung 1). Elektronen dieser Energie werden entweder an den DHIPS-Messplatz zur Durchführung von Kernresonanzfluoreszenzexperimenten geführt oder weiter zum Hauptbeschleuniger abgelenkt. Dort kann der Elektronenstrahl bis zu vier Mal die Hauptbeschleuniger-Kavitäten passieren und insgesamt bis auf 130 MeV beschleunigt werden. Über einen Extraktionsmagneten gelangt der Strahl weiter durch ein High-Energy-Scraper-System zum NEPTUN-Experimentierplatz mit dem Tagger-Magnetspektrometer zur Durchführung von Absorptionsexperimenten mit monochromatischen Photonen, oder alternativ über ein weiteres energiedefinierendes Magnetsystem zu den Magnetspektrometern QCLAM und Lintott zur Durchführung von in- und exklusiven Elektronenstreuexperimenten.

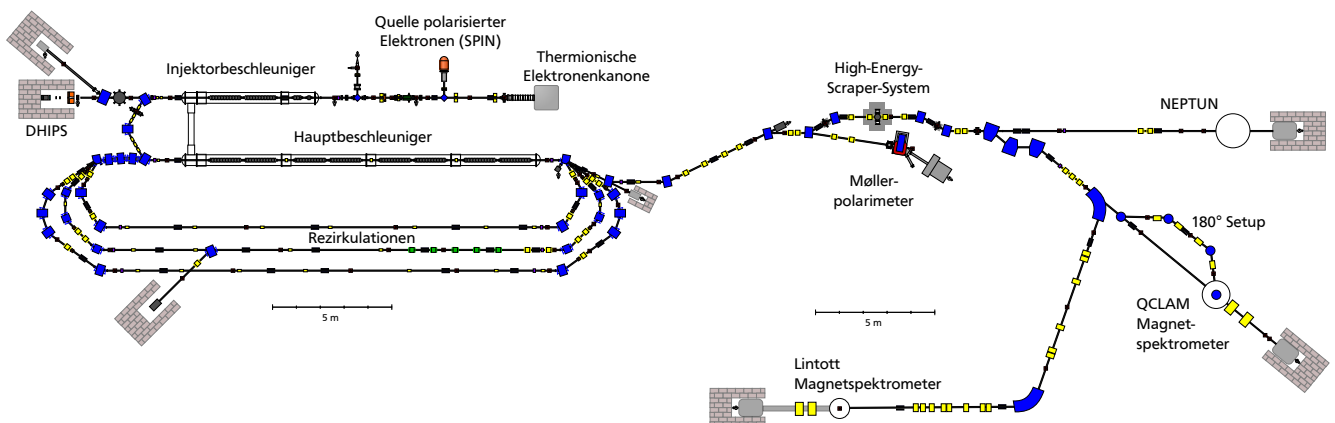


Abbildung 1: Schematischer Plan des S-DALINACs mit den dazugehörigen Experimentierplätzen DHIPS, NEPTUN, QCLAM und Lintott. Modifiziert aus [12].

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines neuen Datenaufnahmesystems für neue Vieldraht-driftkammern mit einer doppelten Anzahl an Zähldrähten [13] im Vergleich zu den bisher verwendeten Driftkammern. Bei der Entwicklung des Systems wurde darauf geachtet nicht nur physikalische Rahmenbedingungen einzuhalten, sondern auch sicherzustellen, dass der Aufbau und die Funktionsweise des Systems transparent sind und dieses über die nächsten Jahre hinaus gepflegt und erweitert werden kann.

Um während eines Elektronenstreuexperimentes schnell einen Überblick über die Qualität der Messung zu erhalten, wurde ein Programm zur Überwachung und vorläufigen Analyse des aufgenommenen Energieverlustspektrums entwickelt. Dafür waren Kalibrationsmessungen für die Korrektur der Spektrometer-Aberration nötig. Im Rahmen der Inbetriebnahme der neuen Datenaufnahme wurden Lochblendenmessungen durchgeführt und die Fokalebene vermessen. Diese Daten wurden in das Analyse-Programm integriert, so dass bei zukünftigen Experimenten sofort ein korrektes Elektronenverlustspektrum angezeigt wird.

Optische Übergangsstrahlung [14] wird seit über 20 Jahren am S-DALINAC zur Strahldiagnose eingesetzt [15, 16]. Es wurde aber bis jetzt kein Versuch unternommen, die aus einer Messung optischer Übergangsstrahlung am zu untersuchendem Target resultierenden Informationen über das Strahlprofil in der Analyse von (e,e') -Daten zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit werden erste Experimente zu dieser Frage durchgeführt, die eine Abschätzung des Einflusses auf die Energieauflösung erlauben.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In [Abschnitt 2](#) wird das QCLAM-Spektrometer und sein Detektorsystem bestehend aus Vieldrahtdriftkammern, einem Plastiksintillator und einem Tscherenkow-Detektor beschrieben und die daran durchgeführten Änderungen im Vergleich zu früheren Aufbauten zusammengefasst. [Abschnitt 3](#) erklärt den Hardware-Teil der Datenaufnahme-Entwicklung. Die Beschreibung beginnt mit den Signalen an der Driftkammer und folgt dem Signalfluss entlang zu den TDC-Modulen. Die Trigger-Logik, die beiden Arten der Totzeitverriegelung und die Datenstruktur der binären Dateien, die auf den Server geschrieben werden, wird erklärt. Anschließend wird der Vorteil der neu integrierten asynchronen Datenauslese durch Messungen belegt. Die Integration von in Koinzidenz zum QCLAM betriebenen Detektoren schließt das Kapitel über die Hardware ab.

Das neu entwickelte Programm QCLAMon zur Analyse und Überwachung von (e,e') -Daten wird in [Abschnitt 4](#) vorgestellt.

[Abschnitt 5](#) fasst die Experimente, die mit der neuen Datenaufnahme durchgeführt wurden zusammen und zeigt, wie die für spätere Analysen notwendigen Daten aus der Lochblendenmessung extrahiert werden. Anschließend wird im [Unterabschnitt 5.2](#) die in QCLAMon implementierte Methode zur Elektronen-Track-Rekonstruktion und Berechnung des Durchstoßpunktes im Detail erläutert. Die für hochauflösende Experimente notwendige Korrektur der Spektrometer-Aberration wird im [Unterabschnitt 5.3](#) beschrieben.

[Abschnitt 6](#) zeigt die Resultate einer parallelen Messung der am Target erzeugten optischen Übergangsstrahlung. Damit kann der Einfluss der Strahlqualität auf die Energieauflösung bestimmt werden. Zudem wird eine Möglichkeit demonstriert, mit optischer Übergangsstrahlung den Strahlstrom vor dem Target und somit ohne mögliche Aufstreuverluste, zu messen. [Abschnitt 7](#) fasst Entwicklungen und die, aus den Testexperimenten gewonnenen Erkenntnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf künftige Entwicklungen am QCLAM-Spektrometer.

2 QCLAM-Spektrometer

Das QCLAM-Spektrometer ist ein Magnetspektrometer, das Anfang der 90er Jahre speziell für $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente am supraleitenden Linearelektronenbeschleuniger am Institut für Kernphysik in Darmstadt gebaut wurde [3]. Im Gegensatz zu damals bereits vorhandenen 169° -Spektrometern (auch Lintott-Spektrometer genannt) wurde die Impulsakzeptanz um Faktor 5 und die Raumwinkelakzeptanz um Faktor 6 erhöht, wie in [Tabelle 1](#) gezeigt.

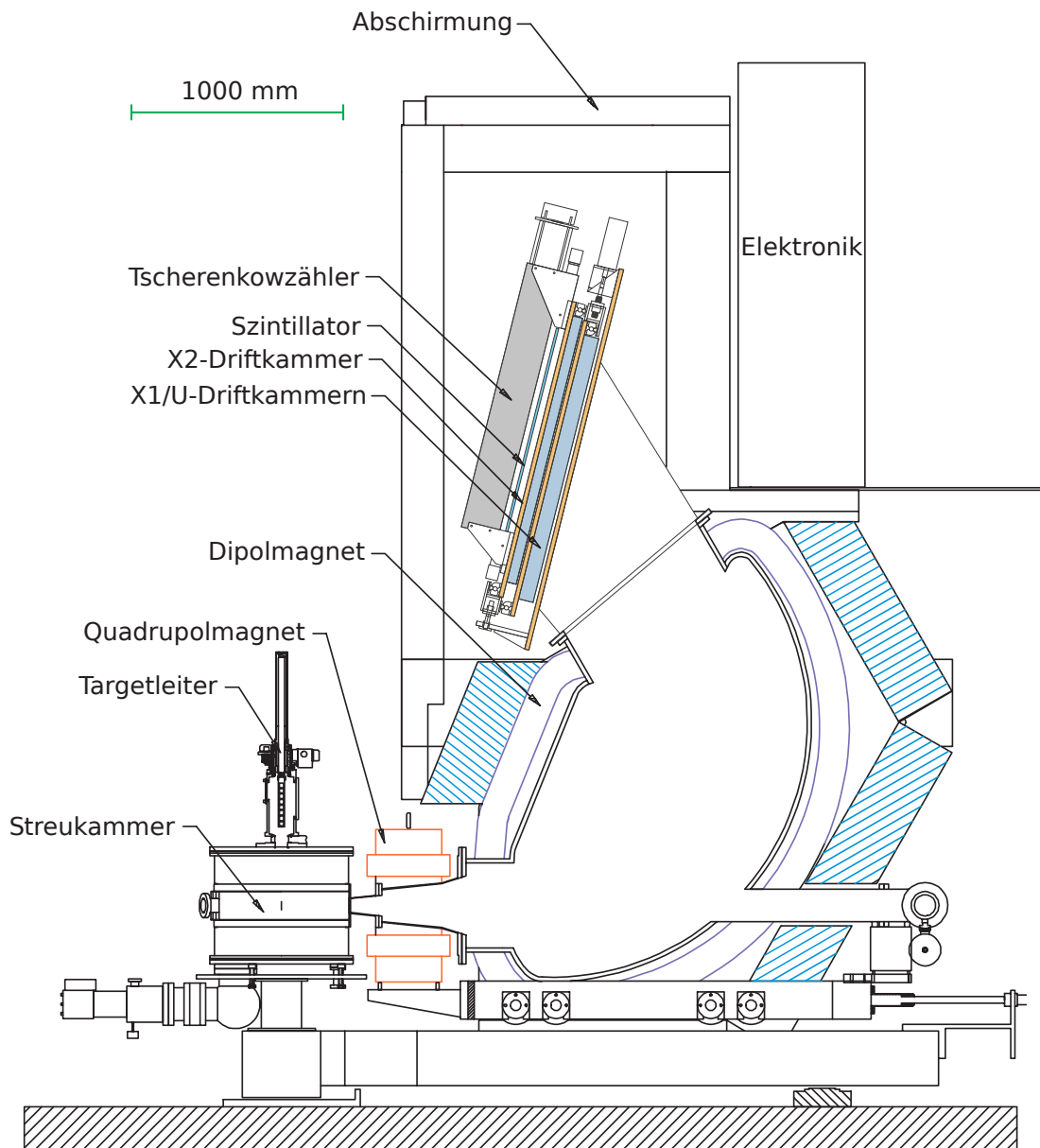


Abbildung 2: Querschnitt durch das QCLAM-Spektrometer mit allen wesentlichen Elementen. In die Streukammer kann ein Goniometer für Detektoren und Lochblendenmessung ([Unterabschnitt 5.1](#)) eingelassen werden oder sie kann durch eine andere kompaktere Streukammer für $(e,e'\gamma)$ - und $(e,e'n)$ -Experimente ersetzt werden.

Das QCLAM-Spektrometer ist bis auf die Energieauflösung dem Lintott-Spektrometer in allen Eigenschaften überlegen, was sich allerdings auch in der Komplexität der Datenanalyse niederschlägt.

Für (e,e'p)-, (e,e'α)- und (e,e'd)-Experimente können die Koinzidenzdetektoren auf einem Goniometeraufbau [19], der in der Streukammer platziert wird, angeordnet werden. Auf dem Goniometer können auch mehrere Lochblenden zur Vermessung der Spektrometer-Aberration platziert werden. Für die Durchführung von (e,e'γ)- und (e,e'n)-Experimenten steht zur Reduzierung des Abstands zu den Koinzidenzdetektoren eine kugelförmige Streukammer mit einem Durchmesser von 25 cm zur Verfügung [20].

Eigenschaft	QCLAM	Lintott
Impulsakzeptanz	± 10 %	± 2 %
Raumwinkel	35 msr	6 msr
Maximale Energie (Design)	bis 200 MeV	bis 120 MeV
Energieauflösung (Detektor)	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$
Min. Energieauflösung (Exp.)	$5 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$ [9]
Dispersion matching	Nein	Ja
Eventrate	12 kHz	< 8 kHz
Streuwinkel	25°-155° in 10° Schritten, 180°	69°-165° in 12° Schritten
Lückenfreier Detektor	Ja (MWDC)	Nein (4x96 ch → 3 Lücken)
Komplexe Datenanalyse	Ja	Nein

Tabelle 1: Gegenüberstellung von den wichtigsten Eigenschaften der beiden Magnetspektrometern am Institut für Kernphysik in Darmstadt. Die Felder mit jeweils besserer Eigenschaft sind in grün hinterlegt. Während das QCLAM-Spektrometer aufgrund der hohen Raumwinkelakzeptanz besonders für Experimente mit niedrigem Wirkungsquerschnitt geeignet ist, liefert das Lintott-Spektrometer aufgrund eines Dipolmagnets in der Strahlführung zur Dispersionsanpassung eine bessere Energieauflösung und ist somit für eine hochpräzise Untersuchung von einzelnen angeregten Kernzuständen zu bevorzugen.

2.1 Strahltransport durch das Spektrometer

Ein Teil der am Target gestreuten Elektronen gelangt durch eine Öffnung in der Streukammer zum Quadrupolmagneten. Das Quadrupolmagnetfeld fokussiert in nicht-dispersive Richtung, so dass ein größerer Anteil an Elektronen zum Dipol gelangt. Anschließend separiert das Dipolmagnetfeld die Elektronen nach deren Impuls zu unterschiedlichen Orten in der Fokalebene, wie in [Abbildung 3](#) dargestellt. Dabei spielt es keine Rolle unter welchem nicht-dispersiven Streuwinkel die Elektronen in das Spektrometer gelangen. Alle Trajektorien von Elektronen mit dem gleichen Impuls kreuzen sich in der gekrümmten Fokalebene des Spektrometers. Eine analytische Beschreibung des genauen Elektronentransports ist praktisch unmöglich, da der Quadrupolmagnet wie auch der Dipolmagnet sehr spezielle Formen haben, um eine optimale Fokussierung in der Fokalebene zu erhalten [3]. Für genaue Untersuchungen greift man deswegen auf aufwendige numerische Simulationen mit modellierten Magneten zurück [21]. Die daraus gewonnenen Ergebnisse werden als Eingabeparameter für ein Modell, das im einfachsten Fall einem Polynom für die Beschreibung einer Koordinatentransformation entspricht, verwendet.

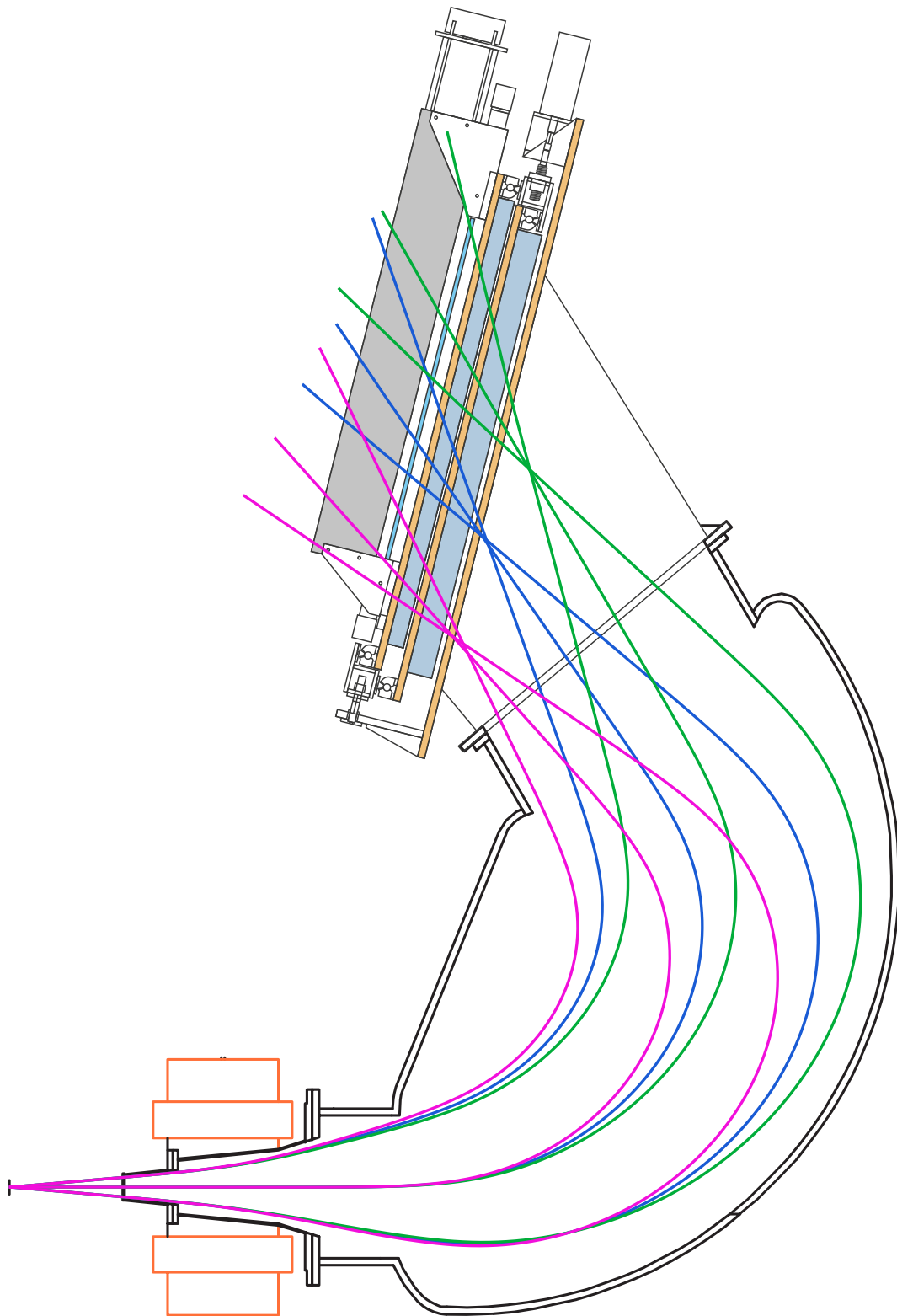


Abbildung 3: Verlauf von Elektronenbahnen für drei verschiedene (maximale) vertikale Streuwinkel und drei Elektronenenergien innerhalb des QCLAM-Spektrometers simuliert mit Hilfe eines CST-Studio Modells [21]. Trotz unterschiedlicher vertikaler Streuwinkel werden Elektronen mit dem gleichen Impuls zu einem Punkt in der Fokalebene des Spektrometers fokussiert.

Der komplette Durchgang eines Elektrons durch das Spektrometer vom Target bis zur Fokalebene, kann als Transport durch ein magnetooptisches System betrachtet werden. [Abbildung 4](#) zeigt eine schematische Sicht auf das Quadrupol-Dipol-System des Spektrometers und definiert das im Weiteren verwendete Koordinatensystem. In [Tabelle 2](#) sind die für den Transport relevante Größen zusammen. Die dritte Spalte gibt an ob die jeweilige Größe am QCLAM-Spektrometer gemessen wird.

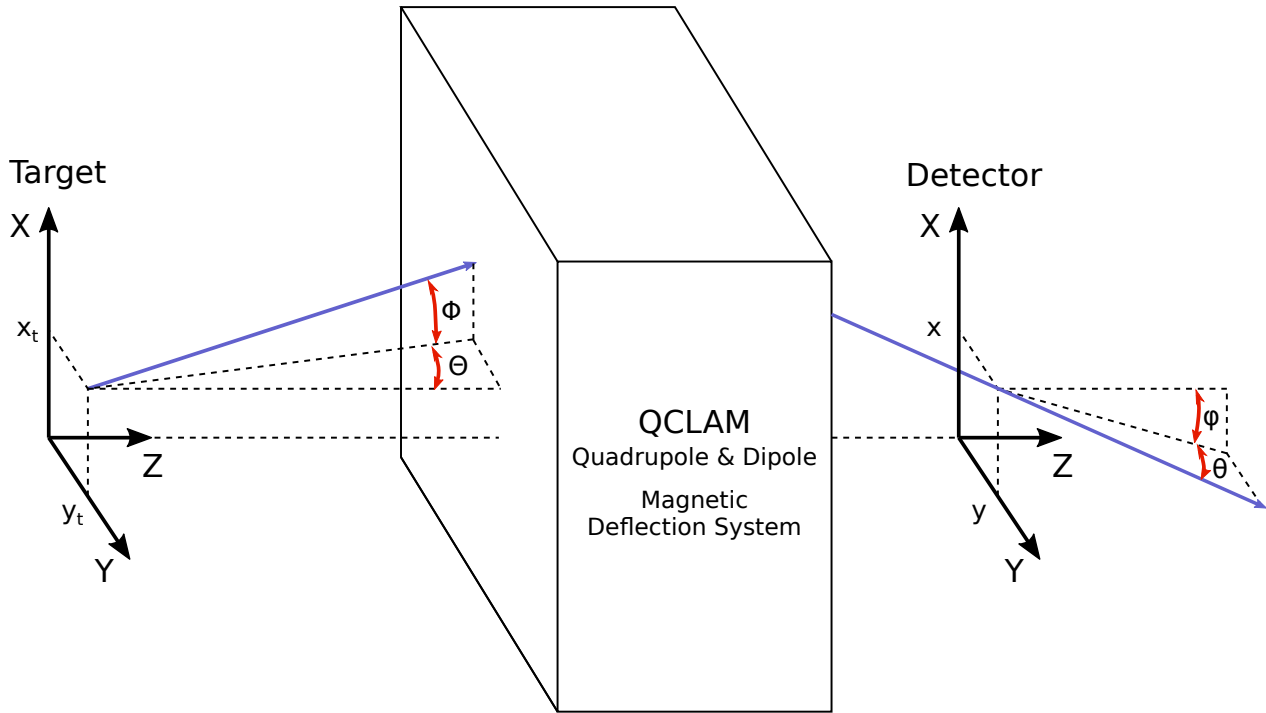


Abbildung 4: Schematisches Modell des Elektronenablenkungssystems am QCLAM-Spektrometer. Der Quadrupol- und der Dipolmagnete werden als eine Einheit betrachtet. Das linke Koordinatensystem liegt plan zur Spektrometeröffnung in der Mitte des Targets, das rechte Koordinatensystem in der Detektorebene.

Größe	Bedeutung	Messbar (ja, indirekt, nein)
x_t	x-Position auf dem Target	nein
y_t	y-Position auf dem Target	nein
Θ	(nicht dispersiver) Streuwinkel	indirekt
Φ	(dispersiver) Vertikalwinkel	indirekt
x	x-Position in der Detektorebene	ja
y	y-Position in der Detektorebene	ja
θ	Streuwinkel in der Detektorebene	nein
φ	Vertikalwinkel relativ zur Detektorebene	ja

Tabelle 2: Messgrößen des Elektronenablenkungssystems am QCLAM-Spektrometer. Direkt messbar sind nur die Größen x, y, φ . Der Streuwinkel in der dispersiven und nicht-dispersiven Richtungen können durch eine Kalibrierung mit Hilfe einer Lochblendenmessung aus den gemessenen Größen rekonstruiert werden.

Die Elektronen mit einem relativen Impulsverlust $\delta = (p - p_0)/p_0$ zum Sollimpuls p_0 starten im Target mit einer Verschiebung (x_t, y_t) zur optischen Achse und schließen dabei die beiden Winkel Θ und Φ zu dieser ein. Nach dem Durchgang durch das Quadrupol-Dipol-System werden die Elektronen im Detektorsystem nachgewiesen. Die dabei gemessenen Größen x, y, φ liegen im Koordinatensystem, das durch die Detektorebene definiert ist.

Die Umrechnung vom Targetkoordinatensystem zum Detektorkoordinatensystem erfolgt in erster Näherung durch eine Transportmatrix T , deren Elemente partielle Ableitungen nach den entsprechenden Größen sind:

$$\begin{pmatrix} x \\ \varphi \\ y \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x_t) & (x|\Phi) & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (\varphi|x_t) & (\varphi|\Phi) & 0 & 0 & (\varphi|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y_t) & (y|\Theta) & 0 \\ 0 & 0 & (\theta|y_t) & (\theta|\Theta) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ \Phi \\ y_t \\ \Theta \\ \delta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Da die Koordinatensysteme vor und nach dem Spektrometer an der Dispersionsebene des Dipolmagneten ausgerichtet sind, entfällt die Hälfte der Matrixelemente. Die übrigen Elemente definieren die optischen Eigenschaften des Systems. Für hochauflösende Experimente sind insbesondere die Matrixelemente $(x|\delta)$ und $(y|\Theta)$ entscheidend.

Die Größe $(x|\delta) = 2.33 \text{ cm}/\%$ [3] wird als Dispersion bezeichnet. Sie beschreibt die Länge der Fokalebene auf die ein Prozent des Impulses den eingehenden Elektronenstrahl abgebildet wird. Daraus lässt sich direkt ableiten, dass für eine Energieauflösung von $1 \cdot 10^{-4}$ die Detektionsauflösung in der Fokalebene mindestens 0.23 mm betragen muss.

Aufgrund der Funktionsweise des Quadrupolmagneten werden die Elektronen mit unterschiedlichen horizontalen Winkeln Θ zu unterschiedlichen Orten y im Detektorsystem transportiert. Das Matrixelement $(y|\Theta) = 0.007 \text{ cm/mrad}$ [3] quantifiziert diesen Prozess. Daraus lässt sich ableiten, dass die Elektronen aus 10° -Streuwinkelakzeptanz auf eine Länge von 1.2 cm abgelegt werden. Folglich lässt sich durch die Detektion der y -Koordinate im Detektorsystem auf den Streuwinkel jedes einzelnen Elektrons schließen und eine Rückstoßkorrektur zur Erhöhung der Energieauflösung durchführen ([Unterunterabschnitt 5.3.3](#)).

Für eine Beschreibung des Elektronentransports mit einer gewünschten Genauigkeit von 10^{-4} für die Energieauflösung, reicht eine lineare Betrachtung nicht aus. Die Abbildungseigenschaften am QCLAM-Spektrometer sind nichtlinear und die Korrektur bedarf mindestens eines Polynoms fünfter Ordnung, wie im [Unterunterabschnitt 5.3.2](#) gezeigt wird. Allgemein kann häufig ein polynomialer Ansatz der Form

$$x = \sum_{i=0}^{N_i} \sum_{j=0}^{N_j} \sum_{k=0}^{N_k} \sum_{l=0}^{N_l} \sum_{m=0}^{N_m} T_{i,j,k,l,m} x_t^i \Phi^j y_t^k \Theta^l \delta^m \quad (2)$$

für die Bestimmung der beiden Raumkoordinaten x, y und der beiden Winkel φ, θ verwendet werden. Eine detaillierte Übersicht über die optischen Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers, sowie eine Liste mit allen wichtigen Matrixelementen lässt sich in [3] finden.

2.2 Triggerdetektoren

Das Triggersystem des Detektors, dargestellt in [Abbildung 5](#), hat den Zweck einen Puls zu generieren, der den Datenaufnahmeprozess startet. Es besteht aus einem Plastiksintillator und einem Tscherenkow-Detektor. Der Plastiksintillator liefert die zeitliche Referenz bezüglich der die Elektronendriftzeiten gemessen werden. Der Tscherenkow-Detektor dient der Untergrundunterdrückung, da er nur für geladene Teilchen, wie Elektronen, eine gute Effizienz besitzt. Dadurch wird verhindert, dass die Datenaufnahme fälschlicherweise durch Gamma- oder Bremsstrahlung im Szintillator gestartet wird. Das ursprüngliche System wurde in [\[32\]](#) beschrieben. Während der Tscherenkow-Detektor seit dem Aufbau 1991 unverändert blieb, wurde der Szintillator detektor ersetzt. Die Abmessungen wurden von (115 x 13 x 1) cm auf (120 x 13 x 1) cm erweitert, um die Randbereiche der Fokalebene besser zu erfassen. Als Szintillatormaterial kommt EJ-200 von Eljen Technology [\[35\]](#) mit einer Rise Time von 0.9 ns zum Einsatz. Je steiler die Signalfanke, desto weniger hat das Signalauschen einen Einfluss auf die Zeitauflösung [\[37\]](#).

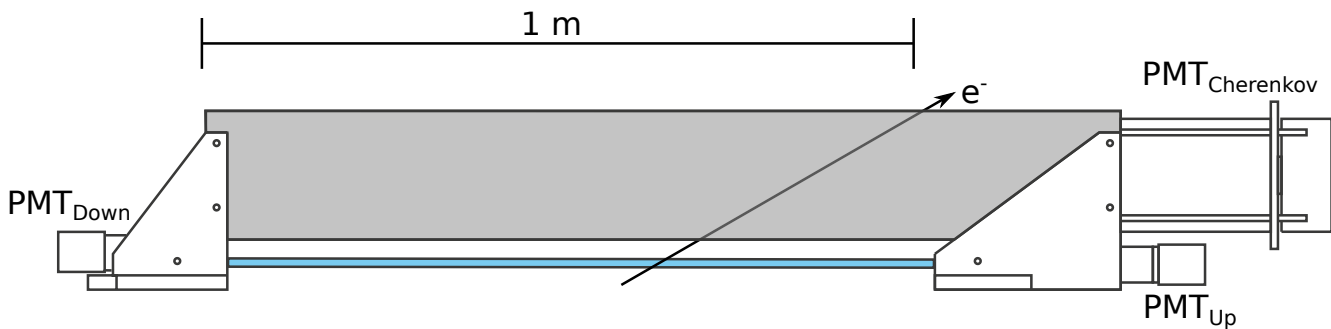


Abbildung 5: Trigger-Detektor am QCLAM-Spektrometer bestehend aus einem Plastiksintillator in blau und einem Tscherenkow-Detektor in grau. Der Szintillator besitzt zwei Photomultiplier um durch eine Mittelwertbildung nach [Gleichung \(3\)](#) eine ortsunabhängige Zeitreferenz zu liefern.

An den beiden Stirnseiten wurden mittig Photomultiplier Hamamatsu R9420 [\[36\]](#) mit einem effektiven Durchmesser von 34 mm direkt, ohne einen verbindenden Lichtleiter, befestigt. Als optische Koppler wurden Silicon Pads EJ-560 (38 x 1) mm verwendet. Der Verzicht auf den Lichtleiter verringert zwar die effektive Detektorfläche um Faktor 0.28, eliminiert aber dafür die Problematik, dass manchmal die Klebelichtkopplung des angewinkelten Lichtleiters beim Einbau des Detektors abbrach. Die fehlende Photonenzahl wird durch die längere Absorptionslänge, bei der die Photonenzahl auf $1/e$ abfällt, des neuen Szintillators von 3.8 m, anstatt bisher 1.6 m, teilweise ausgeglichen.

Für die Messung der Zeitauflösung des Szintillatordetektors wurden die Photomultiplier an einen Flash-ADC Struck SIS3316 mit einer intrinsischen Zeitauflösung von $\sigma = 30$ ps [\[69\]](#) angeschlossen. Eine ^{90}Sr -Elektronenquelle wurde auf verschiedenen Positionen in einem Abstand von 5.5 cm entlang des Szintillators positioniert. Die Zeitdifferenz zwischen den Signalen der beiden Photomultiplier ist in [Abbildung 6](#) aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme der Peakbreite zum Zentrum hin aufgrund der geringeren Photonenzahl, verursacht durch die intrinsische Absorption im Szintillator.

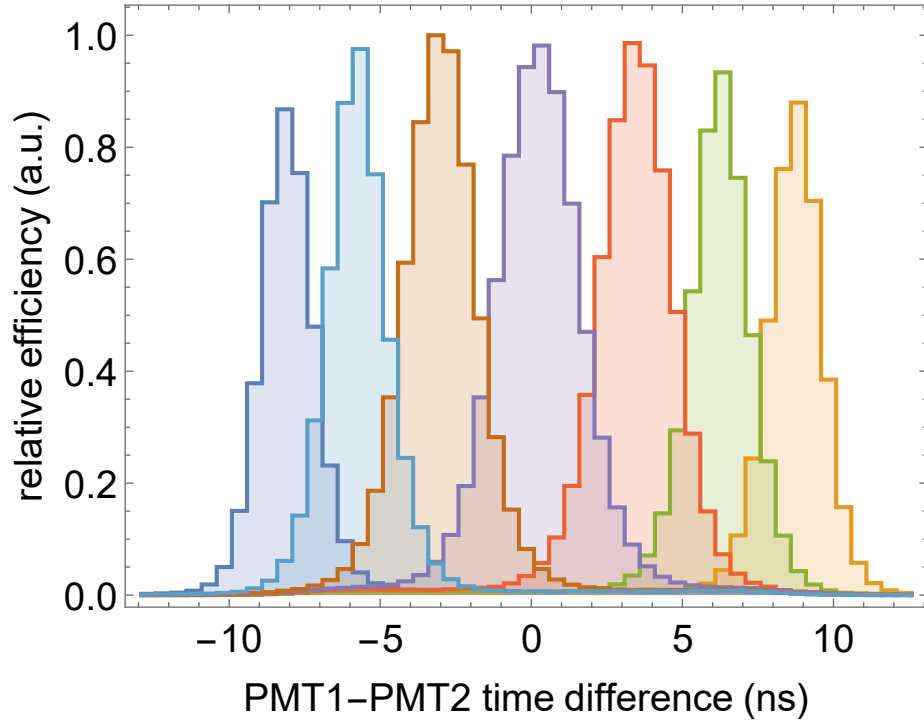


Abbildung 6: Zeitdifferenz zwischen den beiden Photomultipliern am Trigger-Szintillator gemessen mit einer nicht kollimierten ^{90}Sr -Elektronenquelle im Abstand von 5.5 cm vom Szintillator entfernt für sieben verschiedene Positionen. Die Höhe der Verteilungen wurde so normiert, dass sie trotz unterschiedlicher Breiten die Effizienz darstellt. Somit entspricht der Verlauf der Peakhöhen dem Effizienzverlauf.

Die Breite der Verteilung in der Mitte des Szintillators beträgt $\sigma = (1.35 \pm 0.01)$ ns und am Rand $\sigma = (0.86 \pm 0.01)$ ns. Diese Werte stellen ein oberes Limit dar. Der reale Wert während eines Experiments sollte günstiger ausfallen, da der größte Anteil der Elektronen aus der ^{90}Sr -Elektronenquelle eine Energie von unter 2 MeV und somit nicht die maximal mögliche Photonenzahl beim Energieverlust von ≈ 2.3 MeV für Elektronen [37], die den Szintillator unter einem Winkel von 60° passieren, erzeugen kann.

Als Referenzpunkt für die Driftzeitmessung wird die mittlere Zeit t_{mean} aus den beiden Szintillatoren verwendet, da sie unabhängig vom Ort des Elektronendurchgangs durch den Szintillator ist:

$$t_{\text{mean}} = \frac{1}{2}(t_{\text{Scint,Down}} + t_{\text{Scint,Up}}). \quad (3)$$

Damit kann die Genauigkeit des Referenzzeitpunkts als FWHM mit mindestens $\Delta t_{\text{mean}} = 2.2$ ns angegeben werden. Dieser Wert ist aus den diskutierten Gründen schlechter als der Wert von 0.5 ns gemessen am ursprünglichen Aufbau [32] mit einem Elektronenstrahl und sollte bei der nächsten Strahlzeit unter den vergleichbaren Bedingungen verifiziert werden.

2.3 Driftkammern

Eine Elektronentrajektorie (kurz: Track) im Raum wird durch zwei Vieldrahtkammern mit insgesamt drei Drahtebenen, über eine Track-Rekonstruktion, beschrieben in [Unterabschnitt 5.2](#), detektiert. In einer Drahtebene kann nur eine Raumkoordinate gemessen werden. Während die Driftkammern X1 und X2 die beiden x-Koordinaten definieren ([Abbildung 7](#)), wird die y-Koordinate des Durchstoßpunktes in der U-Ebene bestimmt. Die beiden z-Koordinaten sind durch den X1-X2-Driftkammerabstand gegeben. Eine zweite y-Koordinate wird nicht gemessen, da die Winkelaufstreuung an der Vakuumabschlussfolie des Spektrometers die Winkelinformation in der nicht dispersiven Richtung unbrauchbar macht. Für die Datenauswertung stellt diese Tatsache kein Mangel dar, da der Winkel mit 70° - 90° sehr steil ist und somit wenig Information trägt. Der nichtdispersive Streuwinkel am Target Θ wird mit Hilfe einer Lochblendenmessung aus den gemessenen Koordinaten x, y, φ berechnet ([Unterabschnitt 5.3.3](#)).

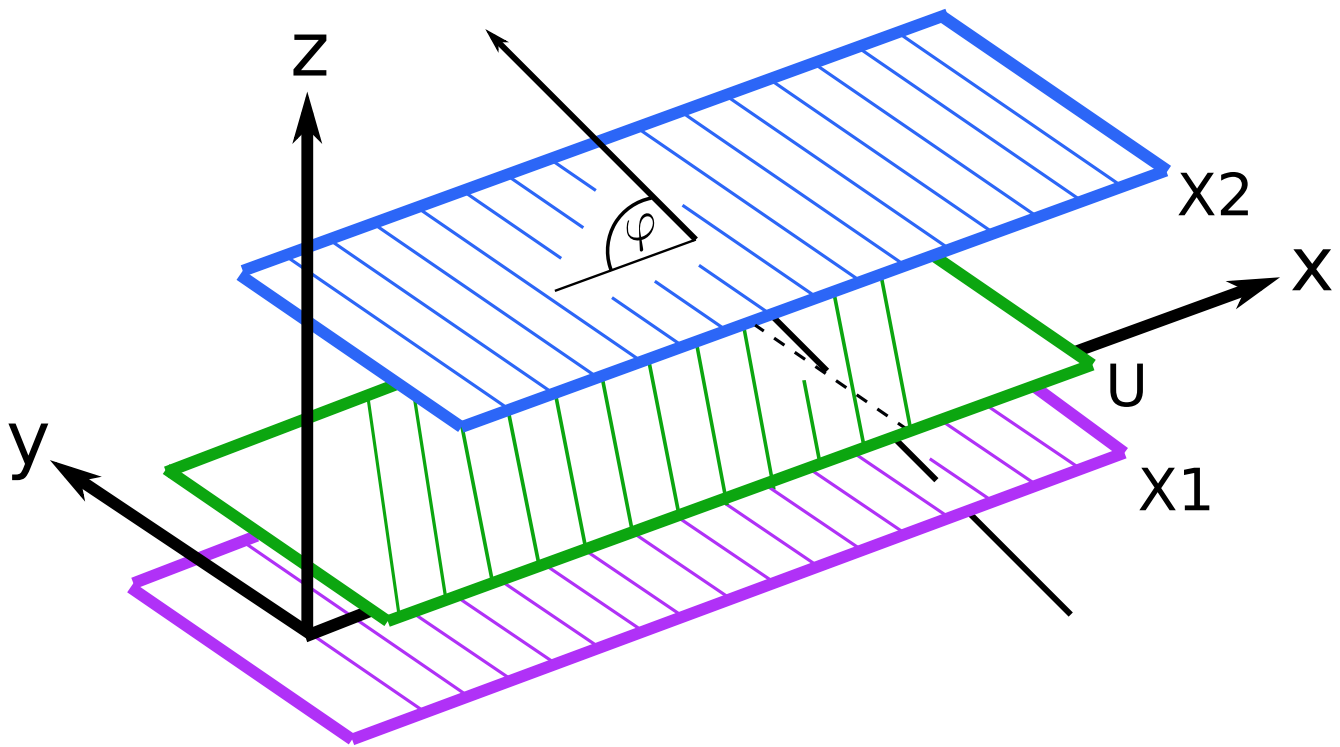


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Anordnung von Driftkammerebenen am QCLAM-Spektrometer. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der X1-Drahtebene und der Nullpunkt beginnt mit dem ersten Zähl draht. Der Ursprung der Y-Achse teilt die Driftkammern in der Mitte.

Der Aufbau der am QCLAM eingesetzten Driftkammern folgt einem klassischen Aufbau einer Multi-Wire Drift Chamber (kurz: MWDC), wie ursprünglich von Charpak [60, 61] beschrieben. Eine Reihe von mit Gold plattierten Wolfram-Rhenium-Drähten mit $15\ \mu\text{m}$ Durchmesser sind zwischen zwei mit Aluminium bedampften Folien, an die eine Hochspannung angelegt ist, angeordnet ([Abbildung 8](#)). Die Drähte sind über die Eingangsstufe des Vorverstärkers elektrisch mit der Masse des Gehäuses verbunden. Dadurch baut sich ein elektrisches Feld zwischen den einzelnen Drähten und den Hochspannungsfolien auf. Das Volumen zwischen den Folien wird

von einer Gasmischung, bestehend aus Argon und CO_2 , durchflutet. Dabei dient das Argon als Zählgas für die Erzeugung von Primärelektronen und das CO_2 als Löschgas für die Absorption von hochenergetischen Photonen aus den Stoßkollisionen, die sonst weitere Primärelektronen erzeugen würden. Durchfliegt ein Elektron das Gasvolumen (Ar-80% / CO_2 -20%), so stößt es im Durchschnitt etwa 33 Mal pro Zentimeter mit einem Gasatom zusammen und erzeugt dabei ein primäres Elektron-Ion-Paar [64]. Primärelektronen werden im elektrischen Feld zu den Drähten hin beschleunigt und die Ionen wandern zu den Kathodenfolien. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen beträgt für das verwendete Gasgemisch $\approx 70 \mu\text{m/ns}$ (ablesbar in [Abbildung 37](#)) und variiert leicht mit der eingestellten Hochspannung. Ionengeschwindigkeiten sind rund 100 mal langsamer und werden nicht detektiert. Die Primärelektronen stoßen auf dem Weg zum Draht weitere Elektronen aus den Gasatomen heraus, so dass eine Elektronenlawine entsteht, die schließlich den Draht erreicht und somit einen nachweisbaren Stromfluss erzeugt. Je nach Abstand der primären Ionisationswolke zum Draht werden unterschiedliche Driftzeiten gemessen, aus denen, wie in [Unterabschnitt 5.2.4](#) beschrieben, der Durchstoßpunkt des Elektrons mit der Driftkammerebene rekonstruiert werden kann. [Abbildung 8](#) (rechts) zeigt die Simulation eines Clusters aus 8 Drähten, verursacht durch ein 70 MeV Elektron.

Weitere ausführliche Informationen zur Funktionsweise von Vieldrahtdriftkammern befinden sich in [62].

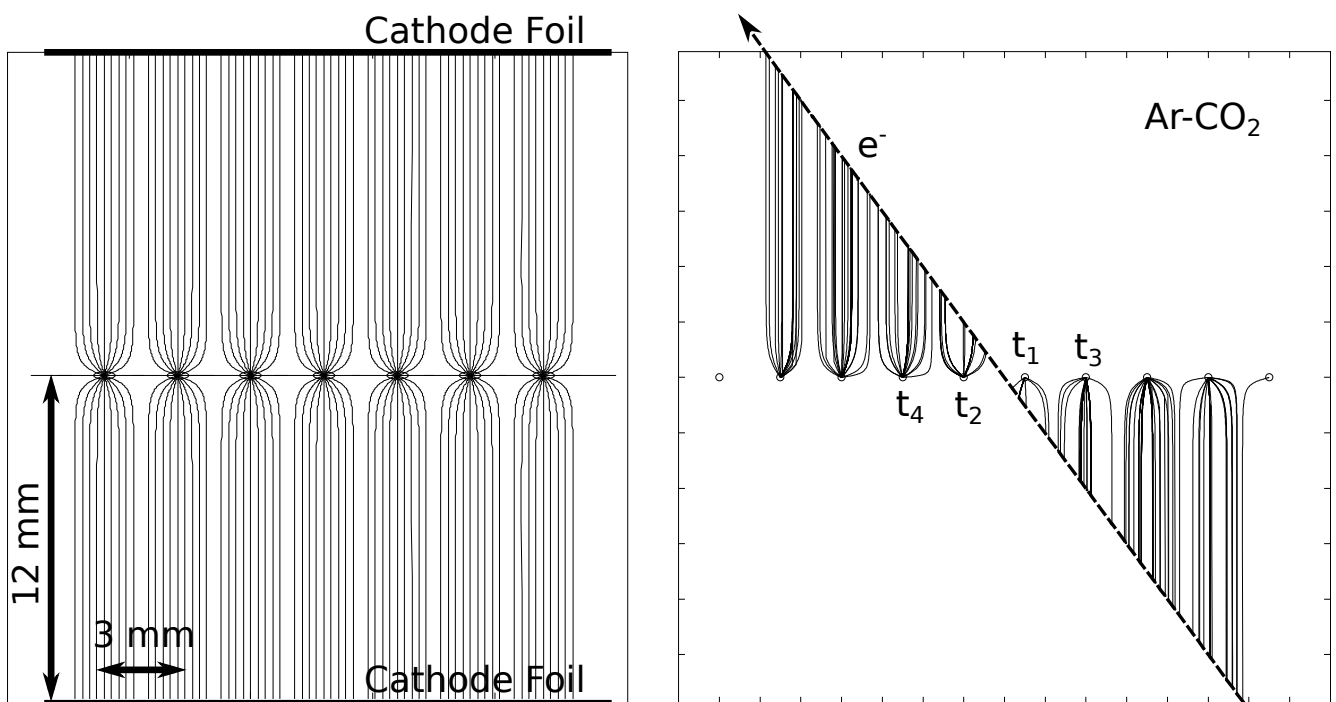


Abbildung 8: Links: Verlauf des elektrischen Feldes in der QCLAM-Driftkammer mit 3 mm Drahtabstand simuliert mit dem Programm Garfield 7.45 [63].

Rechts: Garfield-Simulation eines 70 MeV Elektrons durch die Driftkammer. Der mittlere Abstand zwischen den einzelnen Gasionisationswolken beträgt etwa $300 \mu\text{m}$, so dass pro Drahtzelle unterschiedlich viele Elektronen zur Verfügung stehen, was letztendlich in einer unterschiedlichen Effizienz pro Draht resultiert. Die chronologische Reihenfolge der ersten vier Driftzeiten ist mit t_1, t_2, t_3, t_4 gekennzeichnet.

Für Experimente am QCLAM stehen zwei Generationen von X1U-X2-Driftkammern zur Verfügung. Während sich bei der zweiten Generation [23] Zähl- und Felddrähte in 3 mm Abständen abwechseln, wurde bei der aktuellen Generation auf die Felddrähte komplett verzichtet [13]. Dadurch konnte die effektive Anzahl der Drahtsignale pro Ereignis verdoppelt und der geometrische maximale Elektronenbahnwinkel von 58.0° auf 69.4° für die minimale Clustergröße von drei Drähten erhöht werden. Für steilere Winkel werden weniger als drei Drähte angesprochen und zwar bevorzugt zuerst auf dem halben Abstand zwischen zwei Drähten. Dies sorgt für ein zackenartiges Muster im Effizienzverlauf. Bei den Driftkammern der zweiten Generation ist dieses Problem besonders ausgeprägt, weshalb sie während eines Experiments durch eine Verfahrsteuerung bewegt wurden, um keine systematische Struktur im Spektrum zu erzeugen [24]. Die Driftkammern zweiter Generation dienen als eine Backup-Lösung für den Fall, falls sich die Driftkammern dritten Generation in Reparatur oder Reinigung befinden.

Beide Driftkammergenerationen wurde im Laufe der Jahre mit neuen Drähten ausgestattet und mit neuen Hochspannung- und Gasabschlussfolien bespannt. Die aktuelle Konfiguration der zur Verfügung stehenden Detektoren ist in [Tabelle 3](#) zusammengefasst.

	2. Generation	3. Generation
Zähldrähte	160 (X1), 128 (U), 160 (X2)	320 (X1), 256 (U), 320 (X2)
Drahtanordnung	Zähl - Feld - Zähl	Zähl - Zähl - Zähl
Zähldrahtabstand	6 mm (X1,X2), 6.71 mm (U)	3 mm (X1,X2), 3.35 mm (U)
Zellenhöhe	±12 mm	±12 mm
Drahtwinkel in U-Ebene	26.54°	26.54°
Zähldrähte	15 µm W-Re 3 %, goldplattiert	15 µm W-Re 3 %, goldplattiert
Felddrähte	50 µm W-Re 3 %, goldplattiert	-
Positionsabweichung	19 µm FWHM	keine Messung, ähnlich wie 2. Gen
Gasabschlussfolien	X1U: 2x 2 µm Mylar 2 µm Mylar X2: 8 µm Kapton HN	X1U: 2x 2 µm Mylar/Al einseitig 2 µm Mylar/Al zweiseitig X2: 8 µm Kapton HN
HV-Folien	X1U: 2x 3 µm Mylar/Al einseitig 2 µm Mylar/Al zweiseitig X2: 2x 2 µm Mylar/Al einseitig	X1U: 2x 3 µm Mylar/Al einseitig 2 µm Mylar/Al zweiseitig X2: 2x 2 µm Mylar/Al einseitig
Gasmischung	Ar-80 / CO ₂ -20, 75 sccm	Ar-80 / CO ₂ -20, 75 sccm
Betriebsspannung	neg. (5.5 - 6.6) kV	neg. (5.5 - 6) kV
Maximaler φ -Winkel bei 3(4) Drahtzellen	58.0° (48.8°)	69.4° (63.4°)

Tabelle 3: Eigenschaften der beiden Driftkammergenerationen, die für Experimente am QCLAM zur Verfügung stehen (Stand: November 2019). Soweit in späteren Reparaturarbeiten nicht geändert, wurden die Daten aus [13, 23] entnommen.

Eine wichtige Eigenschaft einer Driftkammer ist das örtliche Auflösungsvermögen. Die Ortsauflösung für eine Driftzelle wurde aus der Beziehung

$$\sigma_z = \frac{1}{2}(z(t_4) - z(t_2)) - (z(t_3) - z(t_1)) \quad (4)$$

auf $\sigma_z = (0.23 \pm 0.01)$ mm für die zweite Driftkammergeneration und $\sigma_z = (0.18 \pm 0.01)$ mm für die dritte Generation bestimmt. Dabei ist $z(t)$ der Driftabstand zwischen der Elektronenbahn und einem Draht (vergleiche [Abbildung 8](#)). Die Ortsauflösung in der x-Richtung hängt von der Anzahl der Drähte, die ein Signal liefern und dem Elektronenbahnwinkel φ ab. Unter der Annahme, dass die Elektronenbahn durch lineare Regression bestimmt wird, sieben Drähte ein Signal liefern und der Bahnwinkel $\varphi = 45^\circ$ beträgt, kann die Unsicherheit in der Bestimmung der x-Koordinaten mit 0.22 mm abgeschätzt werden [41]. Unter der weiteren Annahme, dass diese Genauigkeit auch in der Fokalebene erreicht wird, entspricht das genau einer FWHM-Auflösung (Halbwertsbreite, engl. Full Width at Half Maximum) im Energiespektrum von $1 \cdot 10^{-4}$.

2.4 Driftkammer-Gasversorgung

Die am QCLAM eingesetzten Driftkammern werden mit einem Argon-CO₂-Gemisch im Verhältnis 80% / 20% durchflutet. Die chemische Reinheit des Gemisches ist entscheidend für den Betrieb und beträgt für Argon N60 (Reinheit 99.9999%) und N55 (Reinheit 99.9995%) für Kohlendioxid. [Abbildung 9](#) zeigt eine schematische Darstellung der Gasversorgung. Jeweils eine Gasflasche ist an zwei Massenflussreglern (MKS 1559A), die die Durchflussmenge auf 1 % genau steuern können, angeschlossen. Die Regulierung der Massenflussregler übernimmt ein Multigascontroller MKS 147, der über ein Tastenfeld in der Experimentierhalle bedient werden kann. Das darüber eingestellte Gasmischverhältnis wird dabei auf einem BNC-Monitor angezeigt. Alternativ lässt sich die Steuereinheit auch über eine PC-Oberfläche bedienen und überwachen. Das Gemisch wird für beide Driftkammern separat eingestellt.

Das Gasmisch mit einem Durchfluss von 75 sccm gelangt über zwei etwa 12 Meter lange Plastikschlauchleitungen (PTFA) mit einem Innendurchmesser von 4 mm zu den Driftkammern. Für einen stabilen Betrieb muss der Sauerstoffanteil im Gas so niedrig wie möglich gehalten werden. Sauerstoffatome absorbieren Primär- und Sekundärelektronen, so dass die Elektronenvervielfachung geschwächt wird und die Nachweiseffizienz sinkt. Laut Untersuchungen von [31] für ein Argon-Isobutan-Gemisch reduziert eine Sauerstoffkonzentration von 440 ppm die Signalamplitude bereits um 40%. Für das Argon-CO₂-Gemisch wird ein ähnlicher Effekt erwartet.

Aus diesem Grund ist unmittelbar vor dem Gasanschluss in der Zuleitung zur X1U-Driftkammer eine Kleinpatrone „ALPHAGAZ Purifier O2-Free“ [26] vorgeschaltet. Laut Hersteller wird dadurch der Sauerstoffanteil im Gas bis auf 5 bpm reduziert. Am Ausgang der X1U-Driftkammer befindet sich ein Sauerstoff-Sensor („VISIFERM DO H0“ von Hamilton Bonaduz AG [27]), der über eine USB-Schnittstelle ausgelesen wird. Nach dem Purifier werden 100 ppm gemessen, wobei das der Auflösung des Sensors entspricht. Am Ausgang der X1U-Driftkammer wurden während der letzten Strahlzeit 1200 ppm Sauerstoff gemessen. Demnach wird Sauerstoff während des Durchgangs durch die Driftkammer dem Gas zugemischt. Dieses Verhalten konnte auch nach dem Austausch aller Dichtungen weiter beobachtet werden. Die Reduzierung des Sauerstoffanteils im Gasmisch ist die Hauptmotivation für die Entwicklung einer neuen Driftkammer, die in ein gasdichtes Außengehäuse eingelassen wird [34].

Aktuelle Betriebserfahrung zeigt, dass ab etwa 1500 ppm die Driftkammern nicht stabil betrieben werden können. Die Effizienz kann bis zu einem gewissen Punkt durch das Erhöhen der Betriebsspannung gesteigert werden, allerdings steigt ab etwa (5.5-6.0) kV die Stromstärke in der Driftkammerhochspannungsversorgung sprunghaft an. Dies wird als ein Durchschlag oder eine Ausbildung eines Ionenkanals in der Driftkammer interpretiert. Um die Driftkammern nicht zu beschädigen, schaltet sich die Hochspannungsversorgung ab, wenn die Stromstärke 5 μ A überschreitet.

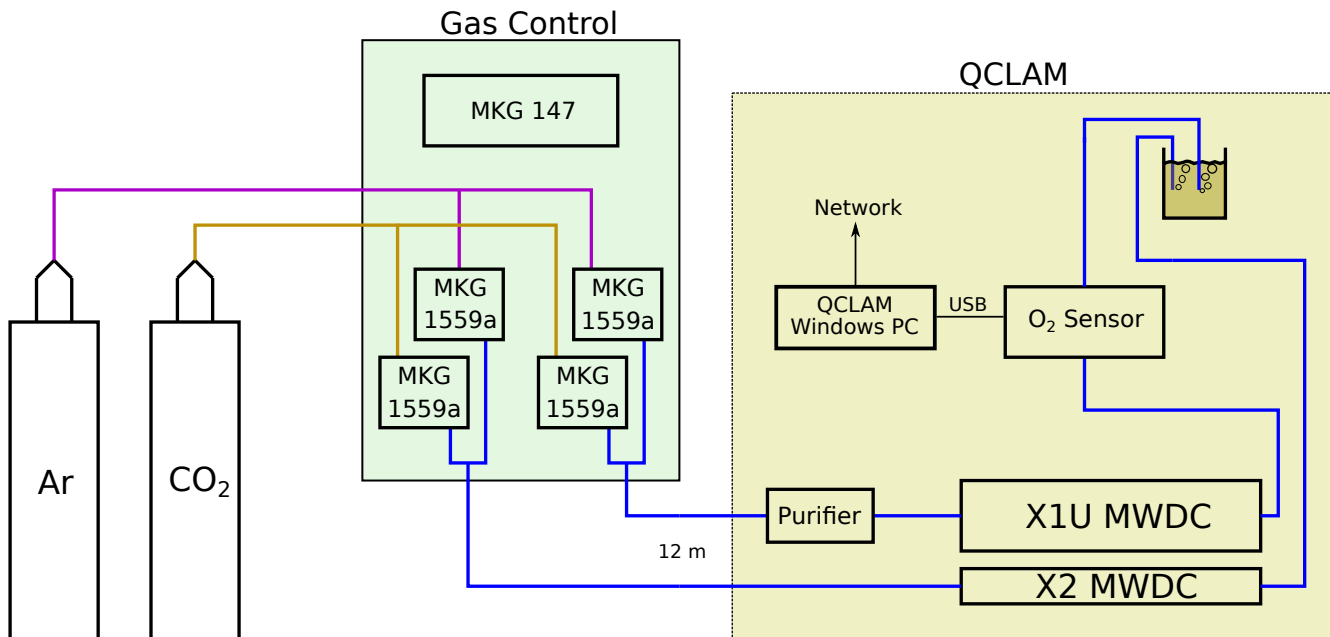


Abbildung 9: Gasversorgung am QCLAM-Spektrometer. Das Gas aus Argon- und Kohlendioxid-Flaschen wird durch jeweils zwei Massenflussregler für eine Driftkammer zusammengemischt. Das Gasgemisch gelangt über zwei Schläuche zum QCLAM-Spektrometer, wo es in die Driftkammern geleitet wird. Die Verunreinigung mit Sauerstoff wird am Ausgang mit einem optischen Sauerstoffsensor überwacht.

Das Endstück der Gasleitung führt in eine Waschflasche gefüllt mit Silikonöl. Durch die Tauchtiefe des Schlauches im Gefäß lässt sich ein leichter Überdruck in der Driftkammer erzeugen und das Öl verhindert, dass Verunreinigungen durch den Schlauch in die Driftkammer gelangen. Zusätzlich dienen die Bläschen als Gasflussindikator.

2.5 Strahlstromauslese

Für das Überwachen des Strahlstroms während des Experiments, wird der primäre Elektronenstrahl nach dem Target in einen Faraday-Cup geleitet. Die Elektronen treffen dort auf eine isolierte Metalloberfläche. Der messbare elektrische Strom zwischen der isolierten Fläche und der Strahlführung ist bis auf Verluste durch (Rückwärts-)Streuung gleich dem Elektronenstrahlstrom. Für die Messung des Stromes wird ein BNC-Kabel zu einem Strom-zu-Spannung-Umwandlungsmodul "IADC" mit einem integrierten Delta-Sigma-Digitalisierer des Typs AD LTC2440 [28] geleitet. Dieses Modul ist ein Teil der QM07-Elektronikbaureihe, die am Institut für Kernphysik im Rahmen einer Dissertation entwickelt wurde [25]. Das Modul befindet sich in einem QM07-Crate mit einem CAN-Bus-Controller und wird über eine CAN-Bus-Schnittstelle an das hausinterne EPICS-Netz [29] angeschlossen, so dass der Stromverlauf während eines Experiments über eine grafische Oberfläche überwacht werden kann [21].

Die Stromauslese zeigt Schwankungen von einigen Nanoampere, was insbesondere bei Experimenten mit Strahlströmen unter 100 nA einen großen Einfluss auf die Unsicherheitenbestimmung hat.

Die Bereitstellung und Speicherung des Strahlstromverlaufs über das EPICS-System ist ein Bestandteil des Beschleunigerkontrollnetzes und unabhängig von der QCLAM-Datenaufnahme. Um dennoch den Strahlstromverlauf zusammen mit allen anderen Daten aus der QCLAM-Datenaufnahme in einer Datei speichern zu können, wurde die Stromauslese in das neue Datenaufnahmesystem integriert. Dazu wurde in das QM07-Crate mit dem "IADC"-Modul ein "QM07 PU" -Modul, das den digitalisierten Strahlstromwert in die Frequenz eines Rechtecksignals mit NIM-Pegel umwandelt, platziert. Dabei ist im "QM07 PU" -Modul intern festgelegt, dass eine Frequenz von 32768 kHz genau einem Strom von $-101.6 \mu\text{A}$ entspricht. Das Frequenzsignal wird über ein BNC-Kabel zur QCLAM-Ausleseelektronik geleitet und dort an ein Scaler-Modul angeschlossen. Die Scaler-Werte werden bei jedem Auslesevorgang der QCLAM-Datenaufnahme mit ausgelesen. Die Anzahl der Scaler-Ereignisse ist direkt proportional zur gesammelten Ladung im Faraday-Cup und wird als eine Zeitreihe in der grafischen Oberfläche des neuen Datenaufnahmesystems für den Experimentator dargestellt.

3 Das neue Datenaufnahmesystem: Backend

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand darin ein neues Datenaufnahmesystem (engl. data acquisition, kurz DAQ) für (e,e)-Experimente am QCLAM-Spektrometer zu entwickeln. Die Möglichkeit für eine einfache Erweiterung für (e,e'x)-Experimente sollte berücksichtigt werden.

Das ursprüngliche Datenaufnahmesystem [22] war im Jahr 2014 aus verschiedenen Gründen nicht einsatzfähig. Das computergestützte System zur Datenspeicherung war veraltet und zunehmend instabil. Zusätzlich war das System nur für 448 Drähte der zweiten Driftkammergeneration ausgelegt. Durch die Verdopplung auf 896 Drähte in der dritten Generation bestand der Bedarf an zusätzlicher Hardware, deren Integration in das bestehende System nicht mehr sinnvoll erschien. Aus diesen Gründen wurde entschieden das vorhandene Datenaufnahmesystem, sowohl auf der Hard- wie auch auf der Software-Seite durch ein neues zu ersetzen. Lediglich das Detektorsystem sollte erhalten bleiben.

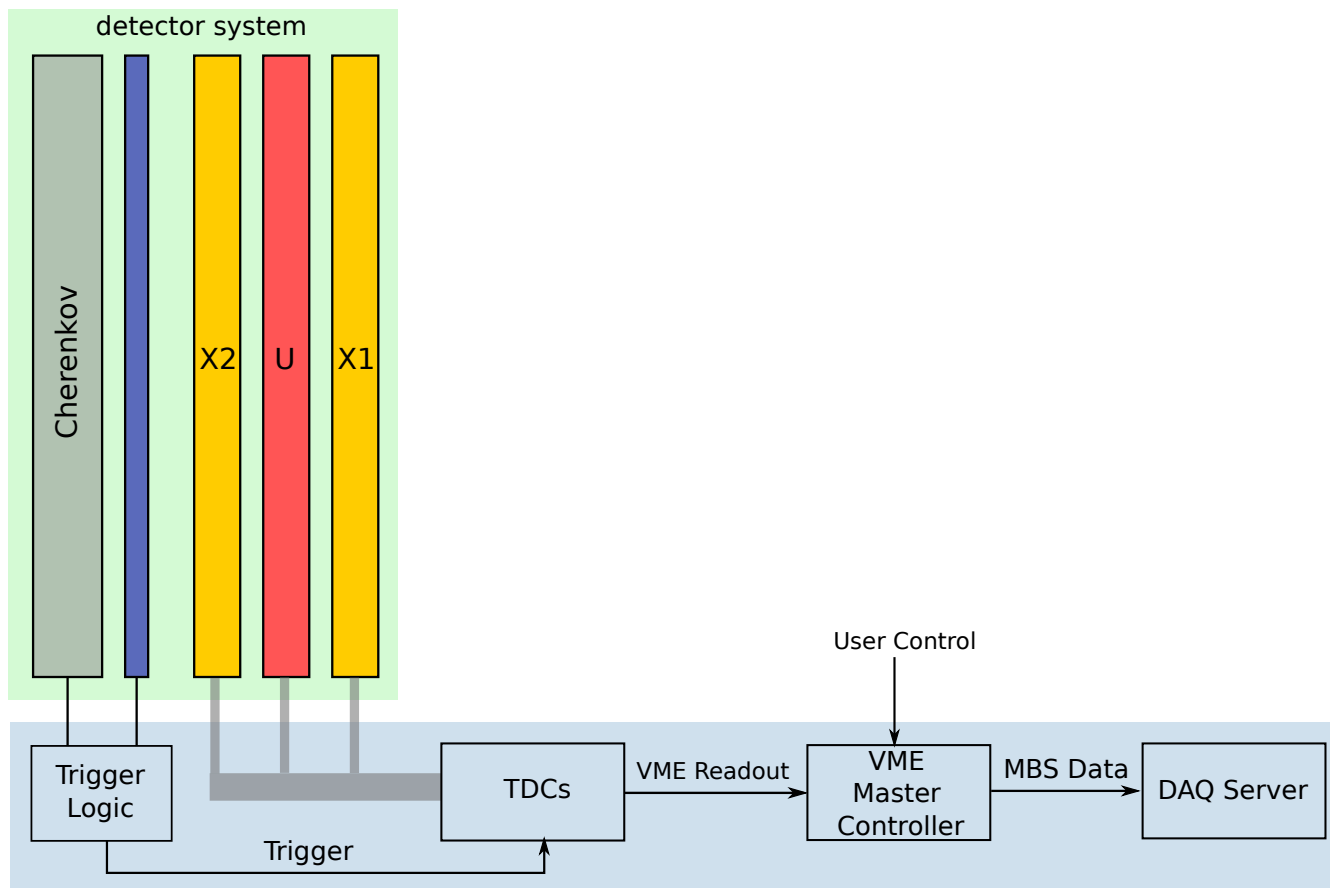


Abbildung 10: Backend-Teil der Datenaufnahme im blauen Kasten. Die Trigger-Logik erzeugt ein Triggersignal für die Messung von Driftzeiten durch Time-to-Digital-Converter (TDC). Die TDC-Module werden über den VME-Bus durch einen VME-Master-Controller ausgelesen und mit Hilfe des MBS-Datenauslesesystems über das Netzwerk auf einen DAQ-Server in Form von binären Dateien abgespeichert. Der Benutzer startet, steuert und stoppt die Datenaufnahme über einen Remote-Zugang auf dem VME-Master-Controller.

Die Entwicklung des Datenaufnahmesystems kann generell in zwei Teile aufgespalten werden. Der erste Teil umfasst die analoge und digitale Signalverarbeitung, sowie die Aufnahme von Trigger und Driftzeitsignalen. Dazu gehört auch die Datenübertragung auf einen DAQ-Server. [Abbildung 10](#) verdeutlicht den Datenfluss des Backends der Datenaufnahme.

Das neue Datenaufnahmesystem sollte einer Reihe an Anforderungen genügen, die einerseits einen Einfluss auf das Experiment haben und andererseits aber auch die Handhabung und Wartung des Systems betreffen.

Die Anforderungen an die Backend-Elektronik und -Software lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Driftzeitauflösung kleiner 1 ns
- Ein TDC-Kanal pro Draht, kein Kanal-Multiplexing
- TDC-Diskriminatoren remote einstellbar
- Modularer Aufbau, hohe Kanaldichte pro TDC-Modul
- Datenauslese parallel zur Datenaufnahme
- Leichte Ersatzbeschaffung im Falle eines Defekts
- Zukunftsbeständigkeit durch Erweiterbarkeit und Dokumentation.

Für die Datenerfassung wurde das System auf der Basis von kommerziell erhältlichen Modulen nach dem VME- [\[43\]](#) und NIM-Standards [\[44\]](#) aufgebaut. Beide Standards sind in der Kernphysik weit verbreitet, so dass auf eine große Anzahl von kommerziell verfügbaren Modulen zugegriffen werden kann. Dies hat zur Folge, dass einerseits ein in der Zukunft defektes und nicht mehr lieferbares Modul durch eine Alternative ersetzt werden kann und zum anderen, dass der Kreis der Personen, die sich damit auskennen, ausreichend groß ist.

Die Signale der 896 Drähte werden durch Vorverstärker verstärkt und über geschirmte Twisted-Pair-Kabel an die TDC-Module, die sich hinter einer Abschirmung ([Abbildung 2](#)) befinden, angeschlossen. Die Driftzeitenmessung erfolgt mit TDC-Modulen vom Typ ELB VFB6 mit 3x16 Kanälen pro Modul. Die digitalisierten Driftzeiten im TDC-Speicher werden von einem Master-Controller CES RIO4 [\[45\]](#) über den VME-Bus ausgelesen. Dazu kommt das Multi Brunch System (MBS) [\[46\]](#) zum Einsatz. Es handelt sich dabei um ein DAQ-Framework, dass sich unter anderem um das Speichermanagement des Master-Controllers und Triggerhandhabung kümmert. Die Konfiguration und das Auslesen von TDCs wurde im Rahmen dieses Frameworks in der Programmiersprache C umgesetzt. Die Daten der TDCs werden von MBS über das Netzwerk an einen Datenaufnahme-Server gesendet und als List-Mode-Files, so genannte LMD-Dateien, abgespeichert. Dabei wird für die drei VME-Crates, auf die alle Elektronikmodule verteilt sind, eine eigene Datei nach dem folgenden Schema erzeugt:

- `q_c{Crate-Nummer:0/1/3}_Run-Nummer:0-999}_Datei-Nummer:0-9999}.`

Startet man den ersten Run, so werden die Dateien

- `q_c0_001_000`
- `q_c1_001_000`
- `q_c2_001_000`

angelegt. Überschreitet eine Datei die Grenze von 1 GB, so wird die nächste Datei mit der gleichen Run-Nummer, aber nächsthöherer Datei-Nummer angelegt. Die Analyse und Interpretation von LMD-Dateien wird in [Abschnitt 4](#) beschrieben.

3.1 Vorverstärker und TDC-Eingangsstufe

Die Amplitude der Driftkammersignale ist zu klein für eine direkte Nutzung, deshalb werden jeweils 16 Driftkammerdrähte an einen 16-Kanalvorverstärker ([Abbildung 11](#)) angeschlossen, wodurch sie auf Signalpegel von 100-200 mV verstärkt werden. Eine weitere Verstärkung über diesen Pegel hinaus findet nicht statt, da die Vorverstärker in Sättigung gehen. Tritt dieser Fall ein, so skaliert die Länge des Ausgangspulses mit der eingesammelten Ladung. Das hat einen positiven Effekt auf die Zeitauflösung, da somit der Effekt des Time-Walks [\[37\]](#) bei Leading-Edge-Diskriminatoren reduziert wird.

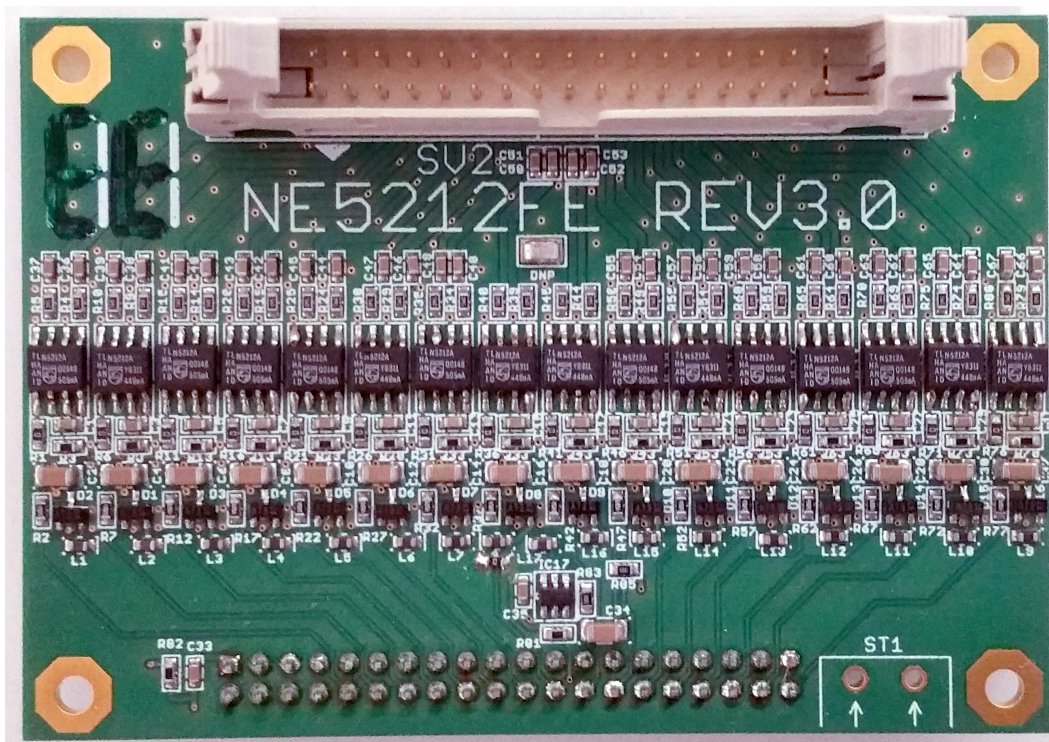


Abbildung 11: Ein Vorverstärker für die QCLAM-Driftkammern in der dritten Revision. An dem oberen Pfostenstecker wird das TDC-Kabel angeschlossen. Die untere Pin-Kontaktleiste wird in das entsprechende Gegenstück auf der Driftkammer gesteckt.

Das Design des Vorverstärkers in [Abbildung 12](#) ist eine Weiterentwicklung des in [\[13\]](#) vorgestellten Designs. Die wesentliche Neuerung sind zwei Entkopplungskondensatoren C36/C37 am Eingang, damit nur der Signalpuls und nicht die durch Aufladeeffekte auf einem Draht hervorgerufene Gleichspannung verstärkt wird. Zudem wurden in der Zuleitung der Spannungsversorgung für die Operationsverstärker Induktivitäten (BLM18RK102) vorgeschaltet, um mögliche hochfrequente Störungen aus dem Spannungsnetz auszufiltern.

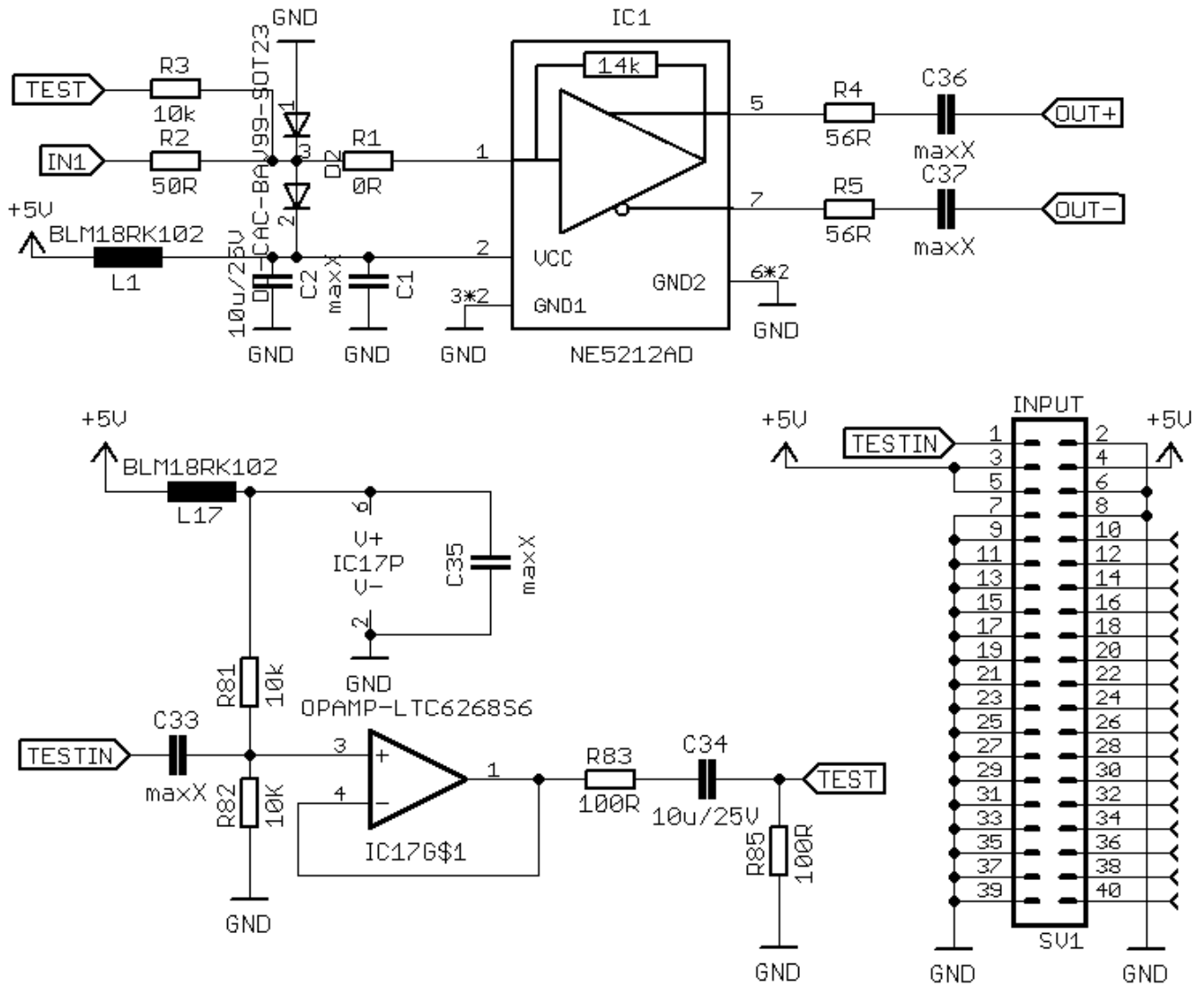


Abbildung 12: Schaltplan des neuen Driftkammervorverstärkers. Der obere Bereich zeigt einen von 16 Kanälen. Links unten ist die Schaltung für die Verteilung eines Testsignals auf alle Kanäle und rechts unten ist die Pin-Belegung des Vorverstärkeranschlusses dargestellt [38].

Abbildung 13 zeigt drei Beispiele für Signale am Vorverstärkerausgang für zwei benachbarte Drähte (gelb/türkis) der X1-Driftkammer (zweite Generation) mit einem Argon-Isobutan-Gasgemisch in 80/20-Verhältnis. Im ersten Beispiel haben die Signale einen kleinen zeitlichen Versatz von rund 10 ns (≈ 0.5 mm Driftweg), was darauf schließen lässt, dass die Elektronenbahn sehr flach war oder der Durchstoßpunkt zwischen den beiden Drähten lag. Die Signallänge von rund 30 ns und die scharfe, nicht durch Diffusion verschmierter Signalfanke, deutet darauf hin, dass die Primäriionisation in beiden Fällen nah am Draht stattfand. Im zweiten Beispiel ist der Zeitversatz mit rund 80 ns viel größer und damit der Elektronenwinkel steiler. Die Signalform ist breiter und die Flanke nicht mehr so steil ausgeprägt, wie im ersten Beispiel. Beides deutet darauf hin, dass das Elektron die Driftkammer in einem mittleren Abstand zwischen dem Draht und der Kathodenfolie durchquert hat. Das dritte Beispiel zeigt ein etwas ungewöhnliches Ereignis mit zwei Driftereignissen in einem Abstand von 140 ns. Dieses Beispiel zeigt auf dem zweiten Draht in türkis eine zum ersten Draht zeitlich korrelierte, inverse

Signalform. Diesen Effekt kann man auch schwach im zweiten Beispiel beobachten. Dieser kann durch einen Spiegelladungseffekt zwischen den benachbarten Drähten hervorgerufen werden.

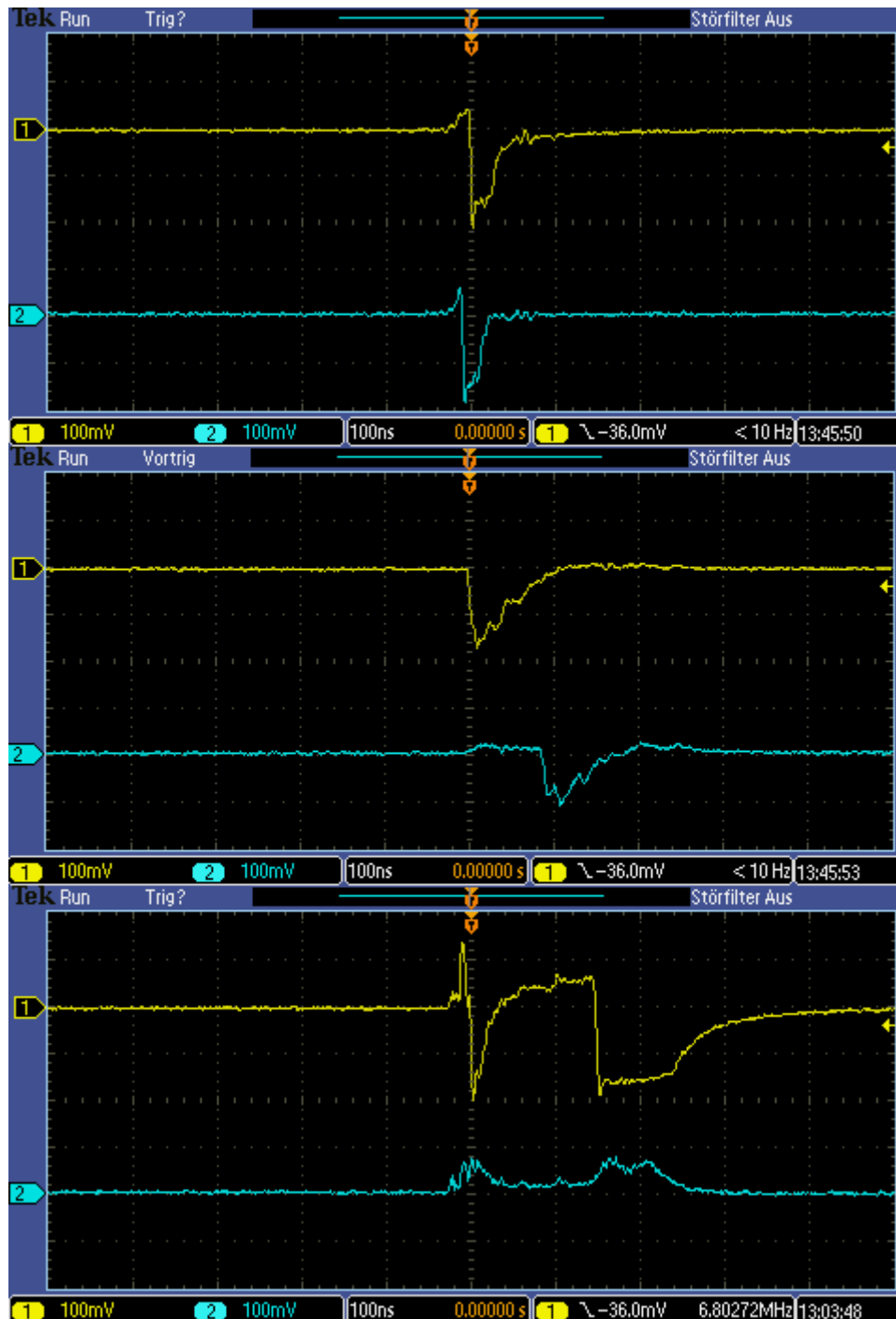


Abbildung 13: Eine Auswahl von Driftkammersignalen für jeweils zwei benachbarte Drähte aufgenommen mit einem Oszilloskop am Ausgang eines Vorverstärkers.

Die QCLAM-Vorverstärker sind sehr empfindlich für elektrische Störungen aus der Spannungsversorgung und für elektromagnetische Einstrahlung. [Abbildung 14](#) zeigt zwei Beispiele für periodische Störungen im 100 kHz-100 MHz -Bereich am Vorverstärker in Form eines oszillierenden Pulses. Die Amplitude dieser Störungen ist vergleichbar mit der von den Driftsignalen, so dass sie sich nicht durch eine höhere Diskriminatorschwelle ausschließen lassen.

Es ist daher von außerordentlicher Wichtigkeit dafür zu sorgen, dass alle elektrischen Module der Datenaufnahme und die Detektoren eine gemeinsame, geerdete Massenverbindung ohne Schleifen besitzen. Zudem dürfen keine elektrischen Geräte mit Schaltnetzteilen an das QCLAM-Spannungsversorgungsnetz angeschlossen sein oder in der Nähe der Driftkammern betrieben werden. Beispielsweise konnte während einer Driftzeitmessung in einem Labor die größte Quelle für periodisch Störungen auf ein neu installiertes Fluchtwegschild mit LED-Beleuchtung zurückgeführt werden.

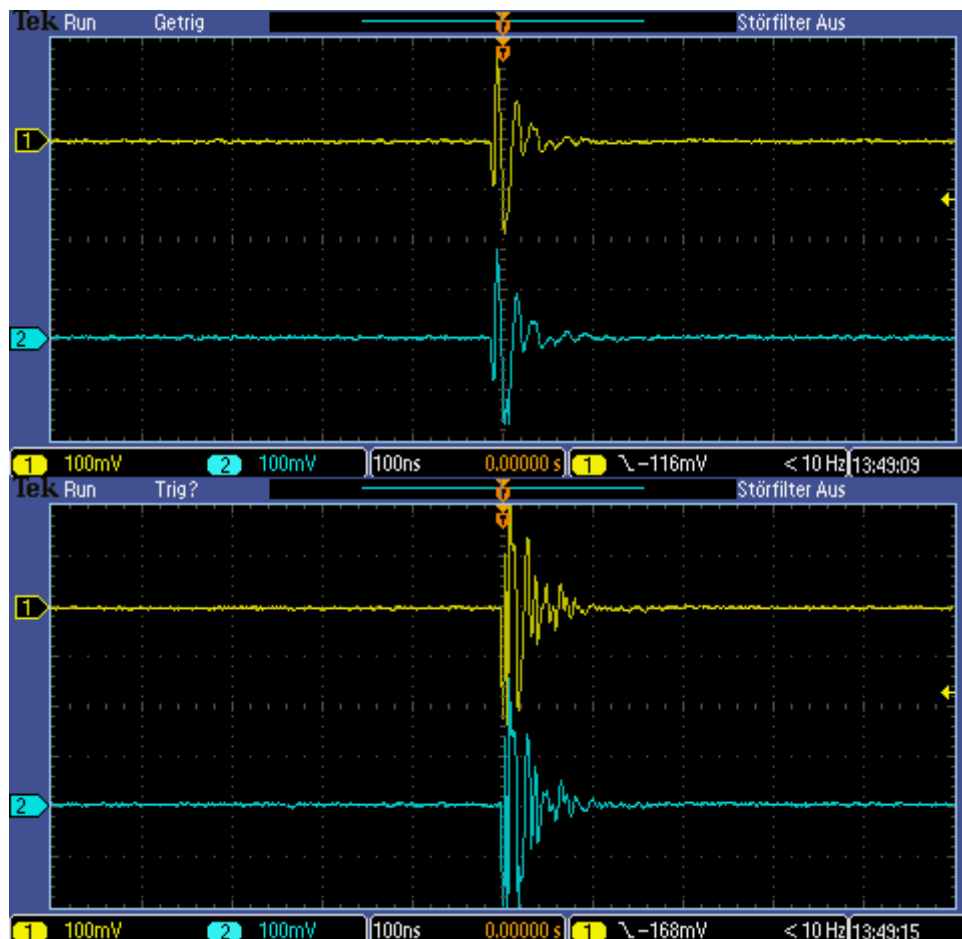


Abbildung 14: Zwei Beispiele für Störungen am Vorverstärker in Form eines oszillierenden Pulses, die sich in der Amplitude und Frequenz unterscheiden. Im Gegensatz zu Driftkammersignalen erscheinen solche Störungen gleichzeitig auf allen Drähten.

Idealerweise sollte ein Vorverstärker keinen messbaren Einfluss auf die Zeitauflösung haben. Um dies zu überprüfen wurde eine Messung der Zeitauflösung mit einem Pulsgenerator durchgeführt. Die dabei bestimmte Unsicherheit von rund 0.3 ns (FWHM) ist klein im Vergleich zur Driftzeitauflösung von rund 10 ns.

Der Vorverstärker liefert ein differenzielles Ausgangssignal mit einer Abschlussimpedanz von 100 Ω . Viele kommerzielle TDC-Module besitzen einen 50 Ω single-ended Eingang. Deswegen wurde für die TDC-Module, die später am QCLAM eingesetzt werden, die Eingangstufe speziell für differenzielle Pulse mit 100 Ω Impedanz zusammen mit dem Hersteller entwickelt (Abbildung 15). Die Impedanzwandlung geschieht dabei über einen Transformator ADT1-1WT+ [39] im SMD-Format.

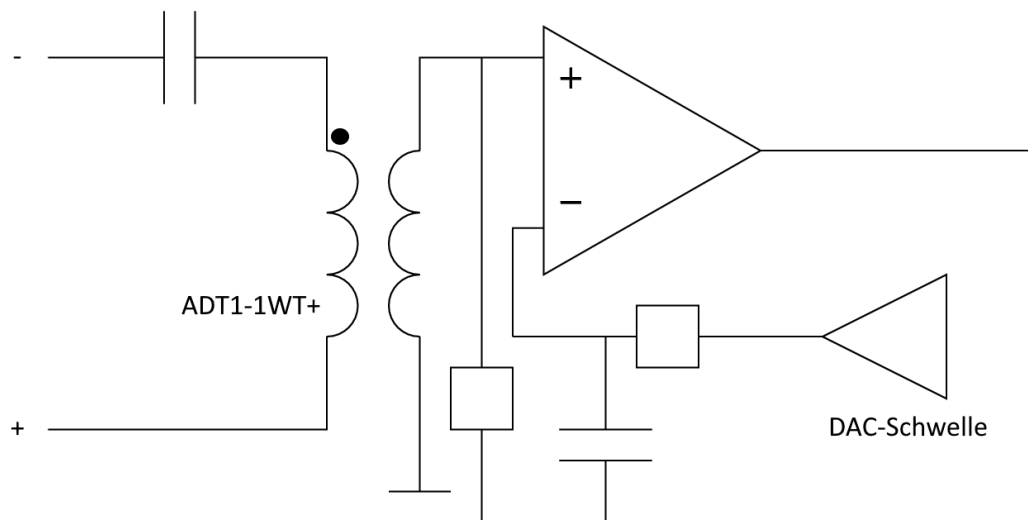


Abbildung 15: Modifikation der Eingangsbeschaltung für den Leading-Edge-Diskriminator ELB-MEZ-DISC16 für eine 100 Ω Impedanz.

3.2 TDC

Für die Messung von Driftzeiten wird ein Time-to-Digital-Converter-Modul des Typs VFB6 von der Firma ELB Bonn [40] eingesetzt. Es ist ein frei konfigurierbares FPGA-Board mit Platz für drei Erweiterungssteckkarten. Für das QCLAM-Spektrometer hat der Hersteller die Leading-Edge-Diskriminator-Erweiterungskarten mit einer differenziellen Eingangsstufe ausgestattet. Dabei kann die Diskriminatorschwelle über die VME-Schnittstelle remote eingestellt werden. Jede Karte beinhaltet 16 Kanäle und ist über ein, je nach Driftkammer mit 4 bis 5 Meter langes, geschirmtes Twisted-Pair-Kabel mit einem Driftkammervorverstärker verbunden.

	bits															
	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
header1	1	1	0	timestamp12_0												
header2	1	1	1	trigger request counter												
hit	0	channel							high resolution hit time							
clock	1	0	0	clocks since trigger												
filler	1	0	1	1												
trailer	1	0	1	0	error flags					timestamp20_13						

Abbildung 16: Aufbau eines TDC-Events nach der Firmware-Änderung. Die Originalstruktur kann in [50] nachgeschlagen werden.

Jedes TDC-Modul besitzt einen internen Ringzwischenpeicher, in dem die an den Diskriminator-Eingängen ankommenden Signale (Hits) abgelegt werden. Liegt am Trigger-Eingang ein Signal an, so werden alle Hits, die innerhalb eines festgelegten Fensters von 400 ns

zurück liegen, zu einem TDC-Event zusammengefasst und in einer der zwei internen First-In-First-Out-Listen (FIFO-Liste), in einer Datenstruktur wie in [Abbildung 16](#) dargestellt, abgelegt. Hits im Zwischenspeicher, die außerhalb des TDC-Fensters liegen, werden verworfen.

Während Daten aus dem Zwischenspeicher in die aktive FIFO-Liste geschrieben werden, kann die zweite FIFO ausgelesen werden. Somit funktioniert das Modul praktisch ohne Totzeit, solange die Ausleserate niedriger als die Hit-Rate ist. Über den Ausleseregister auf dem Modul ist nur die aktuell inaktive Liste sichtbar. Bei jedem Auslesevorgang schaltet das Modul auf die andere FIFO-Liste um.

Um die Datenauslese asynchron durchzuführen und somit die Totzeit durch den Auslesevorgang durch MBS und Datentransfer zu verringern, wurde die als Open Source verfügbare Firmware [50] um einen Trigger-Zähler erweitert. Dieser zählt die Triggersignale am Eingang auch dann, wenn das Modul aktuell keinen Trigger verarbeiten kann. Alle TDCs können diesen Zähler als eine gemeinsame Referenz nutzen. Zusätzlich wurde ein 21 Bit breiter Zeitstempel mit $1\text{ }\mu\text{s}$ Auflösung eingebaut. Dieser ist insbesondere für die Synchronisation mit koinzident aufgenommene Daten aus anderen Detektoren notwendig.

Das TDC-Modul arbeitet mit einer Taktfrequenz mit 200 MHz. Damit ist der kleinstmögliche Zeitschritt des Systems 5 ns. Um dennoch eine bessere Zeitauflösung zu erreichen wird der digitale Pegel des Diskriminators intern auf dem FPGA-Chip durch eine Kette von D-Flipflops geleitet. Jedes Flipflop leitet das Signal sofort an das nächste weiter und speichert für sich intern, dass das Signal weitergeleitet wurde. Die Verzögerung zwischen den einzelnen Kettengliedern beträgt ungefähr 30 ps. Nach spätestens 5 ns, bei der nächsten Taktflanke wird nachgezählt, wie weit das Diskriminatorsignal durch die Kette propagiert ist. Damit lässt sich die messbare Zeitauflösung auf 30 ps verbessern.

Um die Anzahl an FPGA-Elementen, die für die Verzögerungskette benötigt werden, zu verringern, wird bei dieser speziellen Anwendung mit einem 400 MHz Takt gearbeitet. Die gemessene Zeitinformation zwischen einem Hit und dem Triggersignal wird in zwei Feldern abgespeichert. Das erste Feld `clock` beinhaltet die grobe Zeitinformation in 5 ns-Schritten. Das 8 Bit-breite Feld `hit` speichert die Anzahl der Kettenglieder, durch die das Signal zwischen dem Eintreffen und der nächsten Taktflanke propagiert ist.

Um die genaue Zeitinformation zu erhalten erfolgt eine Kalibrierung. Dazu werden, bezogen auf die Taktfrequenz des Moduls, unkorrelierte Signale auf jeden einzelnen Eingang eines TDC-Moduls angelegt. Unter der Annahme, dass die zeitliche Verteilung zwischen einzelnen Taktflanken gleichverteilt ist und statistisch gesehen jedem Kettenglied in der Verzögerungskette gleich viel Zeit zugestanden wird, resultieren unterschiedliche Propagationszeiten in den einzelnen Kettenglieder in einer Häufigkeitsverteilung, deren Integration genau 2.5 ns entspricht. Diese Verteilung wird für alle Kanäle in Textdateiform abgespeichert und während der Datenauswertung angewandt.

3.3 Trigger-Logik

Die Trigger-Logik ist zuständig für die Ansteuerung von TDC-Modulen, die Totzeitverriegelung und das Starten der Datenauslese. Für den Aufbau wurden bereits im Institut vorhandene Module nach dem NIM-Standard und ein über VME konfigurierbares Modul Wiener MDGG-8 [30] verwendet. Es besitzt jeweils 8 NIM-Ein- und Ausgänge, die über den VME-Bus durch Setzen von entsprechenden Registerwerten zu vorgegebene internen Koinzidenzeinheiten, Gate-Generatoren und anderen Einheiten verbunden werden können. Der vollständige Schaltplan ist

in [Abbildung 17](#) dargestellt. Dabei sind NIM-Module in rot und VME-Module in grün gekennzeichnet.

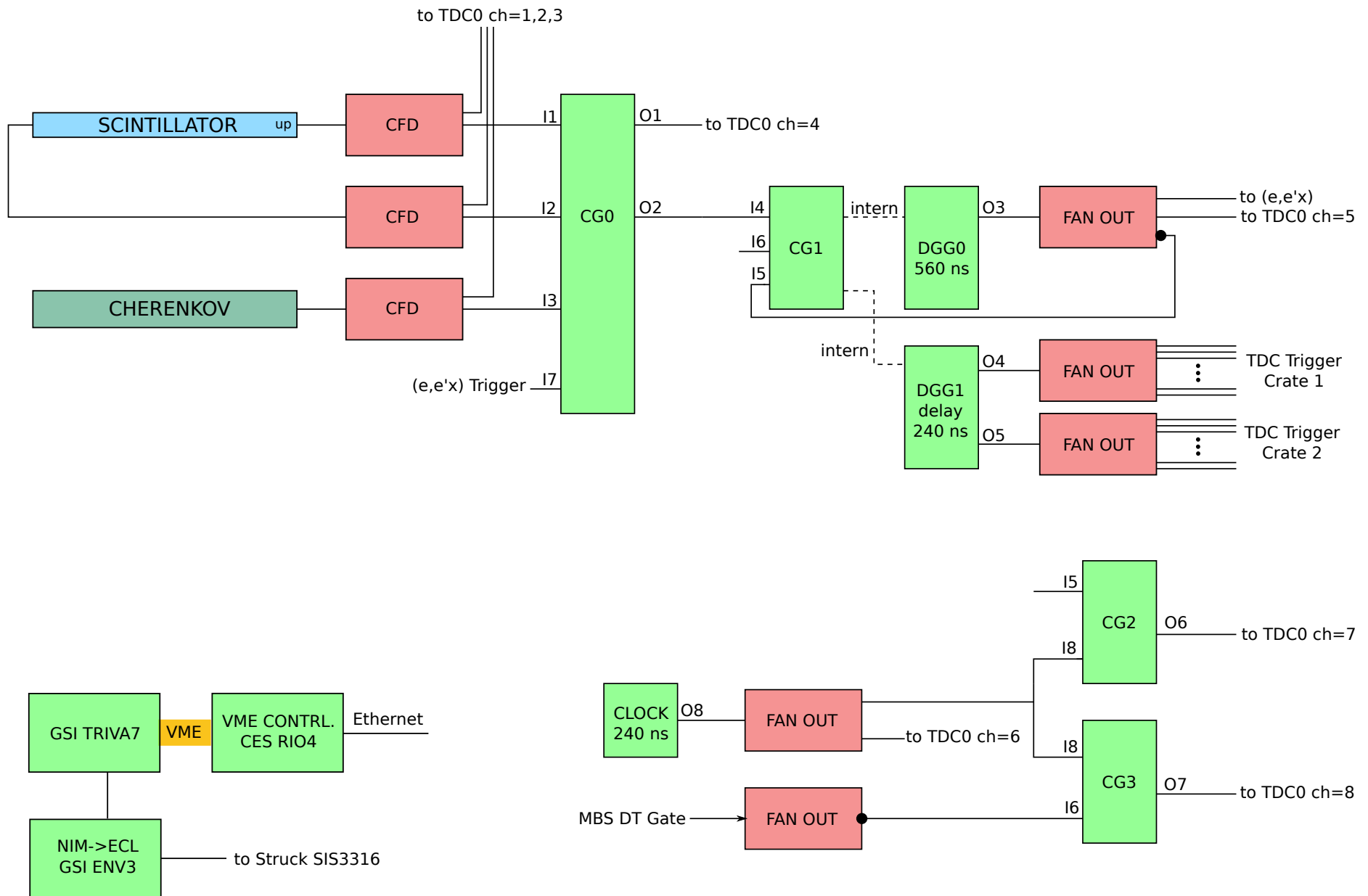


Abbildung 17: Vollständiger Logikschaltplan der QCLAM-Datenaufnahme. NIM-Module sind in rot und VME-Module in grün gekennzeichnet.

Die erste Stufe bildet die Koinzidenz aus den Triggerdetektorsignalen. Über einen Registerwert auf dem MDGG-8-Modul können beliebige Koinzidenzkombinationen eingestellt werden. Im Standardzustand sind alle drei Signale über ein logisches UND verknüpft. Da der FPGA auf dem Modul mit einer Taktfrequenz von 125 MHz betrieben wird, erfolgt die Schaltung von logischen Zuständen in 8 ns-Schritten. Das Koinzidenzfenster selbst wird über die Pulsbreite des CFD-Ausgangs auf 40 ns festgelegt. Damit ist sichergestellt, dass unabhängig davon, wo ein Elektron den Detektor durchdringt, die Überschneidung zwischen den logischen CFD-Signalen auf jeden Fall länger als 8 ns ist.

Als nächstes passiert das Koinzidenzsignal eine Totzeitverriegelung. Diese sorgt über eine Koinzidenz CG1 (Coincidence Gate, vergleiche [Abbildung 17](#)) mit der invertierten Rückschleife eines Gate-Generators DGG0 (Digital Gate Generator) dafür, dass nach einem Koinzidenzsignal innerhalb eines Zeitfensters von 560 ns keine weiteren Koinzidenzsignale an die Datenaufnahme weitergeleitet werden. Die Zeitspanne wurde so gewählt, dass es eine Überschneidung mit der Totzeit des MBS-Auslesevorgangs gibt, der weiter unten behandelt wird. Die Totzeitverriegelung erzeugt eine künstliche Totzeit, die bei Ereignisraten unter 20 kHz praktisch keinen Einfluss auf die erreichbaren Triggerraten hat, dafür aber eine genaue Totzeitbestimmung erlaubt. Die Schaltzeit beträgt etwa 40 ns, das heißt innerhalb dieses Fensters könnte ein zweites Koinzidenzereignis weitergeleitet werden, allerdings ist die Breite des Koinzidenzsignals von CG0 bereits 60 ns. Würden zwei Elektronen innerhalb eines Zeitfensters von 40 ns den Triggerdetektor treffen, so würde nur das erste Triggersignal sichtbar. Bei einer Triggerrate von 10 kHz liegt die Wahrscheinlichkeit dafür bei unter 0.1 % und kann, falls nötig, bei der Totzeitkorrektur berücksichtigt werden.

Gleichzeitig mit dem Zeitfenster für die Totzeitverriegelung wird nach einer Verzögerung von 240 ns ein Puls am Ausgang O4 erzeugt. Dieses Triggersignal wird über zwei FAN-OUT-Module an alle TDCs verteilt. Damit wird das TDC-Zeitfenster für ankommende Driftkammersignale geschlossen und die TDC-Daten in den internen Speicher transferiert, was laut TDC-Dokumentation [50] 40 ns dauert. Ein Zeitgeber in Form eines Pulsgenerators mit einer 240 ns-Periode wird auf dem MDGG-8-Modul erzeugt. Die Anzahl der Pulse wird während des Betriebs durch einen Scaler mitgezählt. Dadurch ist die Experimentierzeit bis auf die absolute Genauigkeit des Oszillators, die typischerweise bei 10^{-5} liegt, bekannt.

Für die Messung der Totzeit wird eine Koinzidenz CG2 zwischen 240 ns-Clock und dem DGG0-Fenster erzeugt. Das Verhältnis der Pulse auf dem Koinzidenzausgang O6 zu allen Pulsen gibt den Zeitanteil, bei dem das DGG0-Fenster nicht aktiv war. Analog dazu wird mit Hilfe der Koinzidenzeinheit CG3 die MBS-Totzeit gemessen.

Das MBS-Totzeitsignal wird auf den Eingang I6 geleitet. Es kann in die Koinzidenz CG1 aufgenommen werden. Dadurch blockiert die Datenaufnahme die Annahme weiterer Triggersignale, bis das letzte Ereignis verarbeitet und ausgelesen wurde. Alle weiteren Ereignisse während der Auslesezeit gehen verloren. Dieser Modus lässt sich in der Datenaufnahme durch Setzen eines Registers in der CG1-Koinzidenzeinheit

- Synchroner Modus: $CG1 = I4 \text{ AND } I5 \text{ AND } I6$
- Asynchroner Modus: $CG1 = I4 \text{ AND } I5$

einstellen. Damit stehen für die Datenauslese zwei Auslesemodi zur Verfügung. Ein dritter Modus wird für (e,e'_x)-Experimente im [Unterabschnitt 3.6](#) vorgestellt. Die komplette Signalsequenz

ist in [Abbildung 18](#) als ein Impulsdiagramm dargestellt. [Abbildung 19](#) zeigt eine Oszilloskop-Aufnahme der wichtigsten Signale der Trigger-Logik.

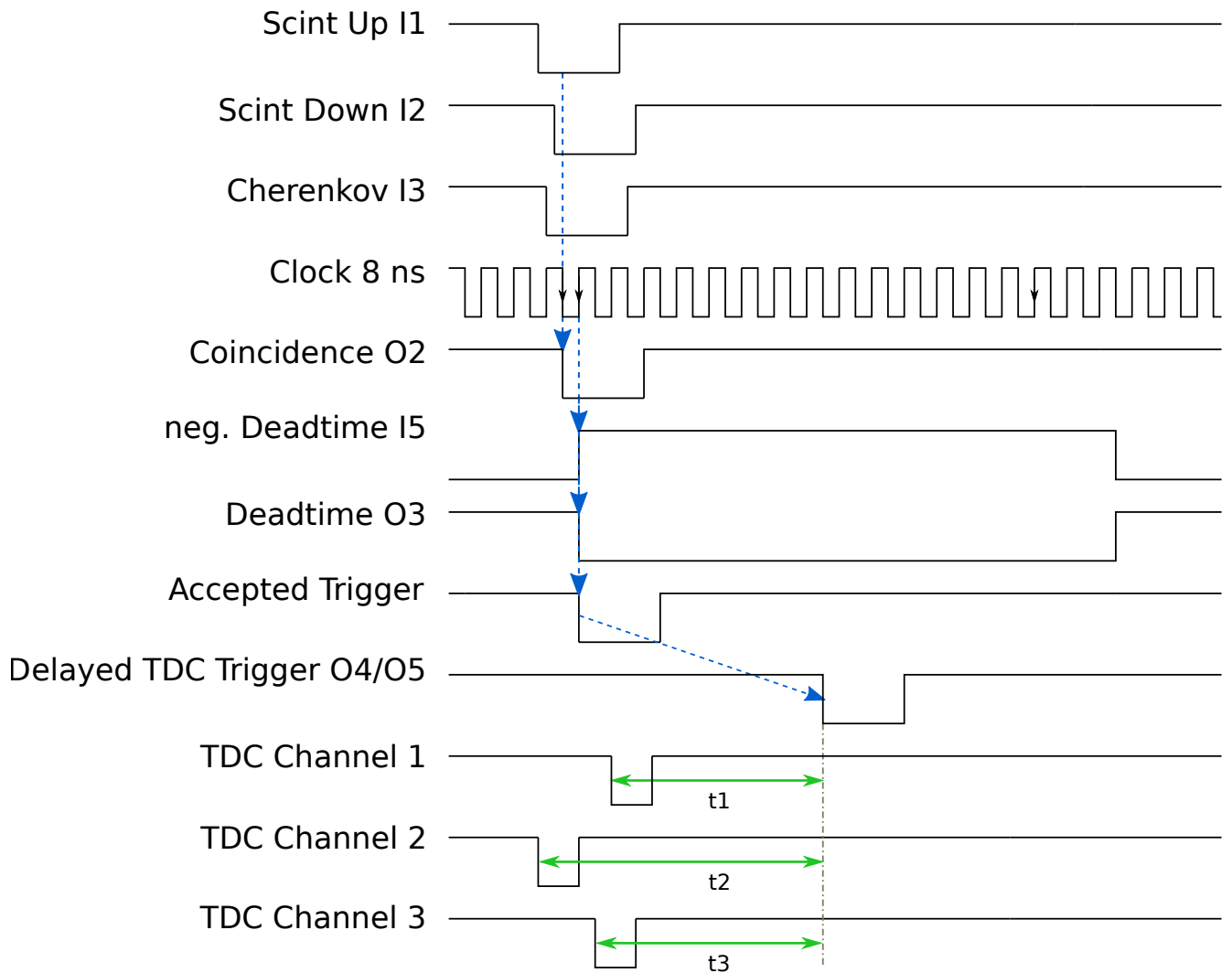


Abbildung 18: Impulsdiagramm für die QCLAM-Datenaufnahme dargestellt in [Abbildung 17](#). Gestrichelte Pfeile zeigen die kausale Verbindung in der Reihenfolge der Signale.

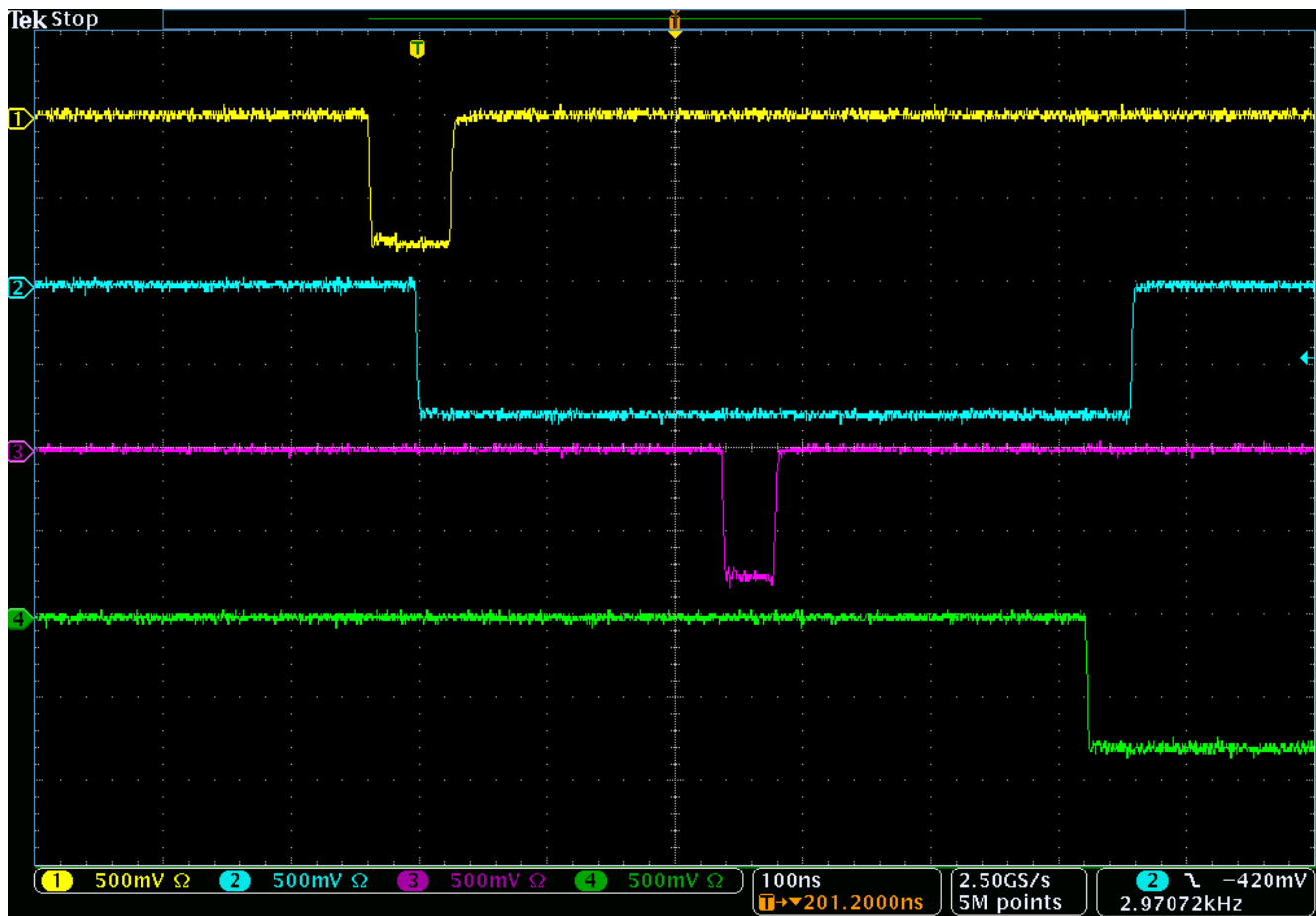


Abbildung 19: Oszilloskop-Bild der Trigger-Sequenz. Das Triggerdetektorkoinzidenzsignal O2 in gelb initiiert die Auslese. Daraufhin öffnet sich das 560 ns lange Totzeitfenster O3 in türkis. Das verzögerte TDC-Trigger-Signal O4/O5 in violett wird an alle TDC-Module verteilt. Schließlich startet MBS die Datenauslese und öffnet das eigene Totzeitfenster in grün. Das MBS Totzeitfenster beginnt bevor die künstliche Totzeit (in türkis) endet. Damit ist es möglich an der Koinzidenzeinheit CG1 eine durchgängige Sperrung aufrecht zu erhalten.

3.4 Datenstruktur

Die Struktur der Daten, die von MBS in LMD-Dateien geschrieben werden, ist in [Abbildung 20](#) dargestellt. Das erste TDC-Modul besitzt eine Erweiterungskarte mit NIM-Eingängen. Dieses Modul wird so konfiguriert, dass die ersten 16 Kanäle als Scaler funktionieren. Bei der Auslese werden zuerst 9x32 Bit Wörter des Scalers, eingeleitet mit einem Wort 0x53434c52 (ASCII-Code für „SCLR“) ausgelesen. Die restlichen sieben Kanäle werden nicht gelesen, um die Totzeit nicht zu erhöhen. Abgeschlossen wird der Scaler-Block mit dem Wort 0x3c454e44 (ASCII-Code für „<END“), welches das Ende eines Blocks markiert.

Anschließend werden nacheinander alle TDC-Module ausgelesen. Der Vorgang wird für jedes Modul mit dem Word 0x56464236 (ASCII für „VFB6“) und der entsprechender Modulnummer eingeleitet. Danach wird in einer `while`-Schleife die EVENT-FIFO des Moduls abgefragt. Liefert diese ein nicht leeres 32 Bit Wort, so beinhaltet es die TDC-Event-Nummer und die Event-Länge in 4-Byte-Schritten. Diese Information wird in die MBS-Pipeline geschrieben und direkt

darauf das eigentliche TDC-Event aus der DATA-FIFO. Wird aus der EVENT-FIFO ein leeres Wort gelesen, so gibt es keine weiteren Events im Speicher des TDC-Moduls und die Schleife wird verlassen. Die TDC-Events eines Moduls werden mit einem Ende-Wort abgeschlossen und das nächste TDC-Modul wird ausgelesen.

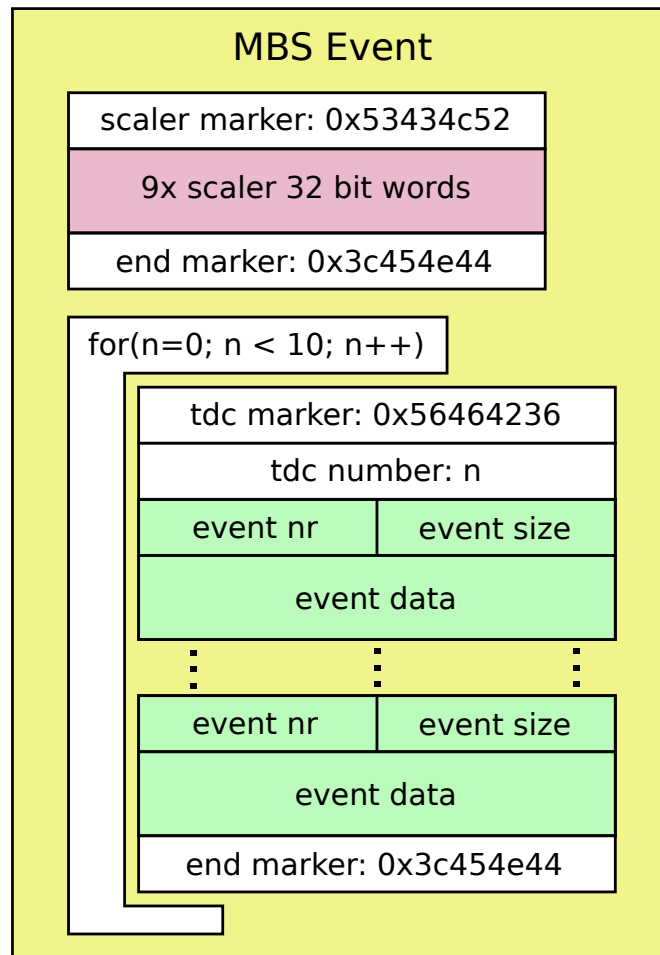


Abbildung 20: Struktur der Daten, die nach einem Trigger vom MBS gelesen und in MBS-Events gepackt werden.

Um eine möglichst niedrige Totzeit des Systems zu erreichen, muss die über den VME-Bus ausgelesene Anzahl an Daten möglichst klein gehalten werden. Scaler-Daten tragen mit 36 Byte pro Trigger bei. Ein leeres TDC-Event benötigt 12 Byte und jeder zusätzliche Hit 8 Byte (Leading + Trailing Edge). Unter der Annahme von insgesamt 16 Hits pro detektiertes Elektron in allen TDC Kanälen, kommen weitere 128 Byte pro Trigger-Event dazu.

Befindet sich während eines Elektronenstreuexperiments eine elastische Linie innerhalb der Spektrometerakzeptanz, so erzeugt sie, mit dem Faktor $10^2 - 10^4$ verglichen zum Rest des Spektrums, die meisten Ereignisse in den Driftkammern. Dabei erstreckt sich die Ausdehnung der elastischen Linie in den Driftkammern nur auf 1-2 Vorverstärker. Um die dadurch verursachte Datenrate möglichst gleich auf die beiden Crates (A/B) verteilen zu können, wurden jede Seite der Driftkammer an ein anderes Crate angeschlossen, da die Zähldrähte abwechselnd zu jeweils anderer Seite hinausführen. Das erste TDC-Modul fundiert auch als Scaler. Dadurch werden bei jedem Auslesevorgang Daten produziert und es entsteht eine Asymmetrie in der Auslastung der

beiden Crates. Um dies auszugleichen wurden 12, anstatt 10 Vorverstärker der X2-Driftkammer dem Crate B zugeordnet. [Tabelle 4](#) fasst die verwendete Crate-Konfiguration zusammen.

	Crate A	Crate B
Scaler-Daten	ja	nein
Anzahl von TDC-Modulen	9	10
Vorverstärker angeschlossen	X1 (1-10)	X1 (11-20)
	U (1-8)	U (9-18)
	X2 (1-8)	X2 (9-20)
Last bei 8 Hits	≈ 208 Byte	≈ 184 Byte

Tabelle 4: Verteilung von TDC-Modulen über zwei Crates, um die Datenrate zu verteilen. Das erste TDC-Modul im Crate A funktioniert als Scaler auf den ersten 16 Kanälen.

3.5 Auslesemodus

Für die Durchführung von Streuexperimenten, insbesondere von Koinzidenzexperimenten, wo die Koinzidenzrate nicht selten um Faktor 100-1000 gegenüber (e,e') -Rate reduziert wird, ist es wichtig das Spektrometer mit möglichst großer Zählrate zu betreiben. Dazu muss die Zeit, in der das Spektrometer keine Events detektieren kann, möglichst klein gehalten werden.

Die Totzeit des Datenauslesesystems skaliert linear mit der Anzahl der auszulesenden Datenmenge. Im Wesentlichen gibt es zwei Beiträge, die pro Byte anfallen:

- Die Zeit, die benötigt wird um Daten von den Modulen über den VME-Bus zum Master-Controller zu übertragen. Der VME-Standard definiert dafür mehrere Datentransfermöglichkeiten (Single-Cycle, Block, Multiblock, etc.) an. Allerdings muss auch das auszulesende Modul diese Möglichkeit unterstützen. Das VFB6-Modul mit der verwendeten Firmware erlaubt nur eine Auslese über den langsamsten Single-Cycle-Modus, der ein praktisches Limit bei etwa 5 MB/s Ausleserate hat.
- Die Zeit, die der Master-Controller benötigt, um den Auslesevorgang zu initiieren und per Ethernet zu übertragen. Diese Zeit lässt sich nur durch die Leistungsfähigkeit des Master-Controllers und der darauf laufenden Software beeinflussen. Hier sollte beachtet werden, dass möglichst keine weiteren Berechnungen, die den Auslesevorgang verzögern könnten, auf dem Master-Controller durchgeführt werden. Das Ziel ist, die Daten so schnell wie möglich in die MBS-Pipeline zu senden, damit sie über das Netzwerk übertragen werden.

Im Folgenden wird eine Abschätzung der maximalen Triggerrate durchgeführt. Der Datentransfer über VME findet im Single-Cycle-Transfermodus statt. Dabei werden Datenwörter nacheinander übertragen. Pro 4 Byte dauert das Auslesen etwa $0.57 \mu\text{s}$. Zusätzlich kommt noch ein Offset von $17 \mu\text{s}$ dazu. Ausgehend von 428 Byte/Trigger ([Tabelle 4](#)) beläuft sich die Auslesezeit pro Triggerevent auf etwa $78 \mu\text{s}$. Bei einer regelmäßigen Triggerpulsung könnten theoretisch 12.8 kHz erreicht werden. Weil die Zeitabstände zwischen den Triggern exponentialverteilt sind, kann diese aber nie erreicht werden. Stattdessen nähert sich die gemessene Triggerrate N_{meas} im Falle einer nicht verlängerbaren Totzeit τ der tatsächlichen Ereignisrate N_{real} nach [Gleichung \(5\)](#) [37] immer weiter an

$$N_{meas} = \frac{N_{real}}{1 + N_{real}\tau}. \quad (5)$$

Für den Standardfall einer nicht verlängerbaren Totzeit, wurde eine Messung durchgeführt, um die maximale Triggerrate zu bestimmen. Dazu wurde die Koinzidenzeinheit CG0 in den Modus 01/02 = I1 AND I6 versetzt. Anstatt des Tscherenkow-Detektors wurde ein Poisson-Pulsgenerator angeschlossen. Damit konnte die gesamte Logikkette getestet werden. Es wurden drei Messungen durchgeführt:

- Es wurden keine VME-Module ausgelesen und keine Daten in die MBS-Pipeline geschoben. Die dabei gemessene Totzeit entspricht der intrinsischen Totzeit des gesamten RIO4-MBS-Auslesesystems und stellt somit ein generelles Limit dar.
- Neun TDC-Module, sowie der Scaler wurde ausgelesen, Daten über das Netzwerk auf den DAQ-Server übertragen und in eine Datei geschrieben. Es wurden keine Hits in den TDC-Kanälen produziert.
- Zusätzlich zum letzten Punkt wurde ein Testboard mit einem Vorverstärker an den zweiten TDC angeschlossen. Zu jedem Puls aus dem Pulsgenerator wurden 16 Hits produziert.

Für alle drei Messungen wurde [Gleichung \(5\)](#) an die Daten angepasst und in [Abbildung 21](#) aufgetragen. Wie erwartet weicht die gemessene Triggerrate mit steigender Pulsgeneratorfrequenz immer weiter vom idealen Verlauf ab. Je nach Experimentierbedingung müsste entschieden werden, welches N_{meas}/N_{real} -Verhältnis akzeptabel ist. Wählt man beispielsweise, dass die Triggerrate nicht mehr als das Doppelte der gemessenen entsprechen soll, so wäre die gemessene Triggerrate auf rund 5 kHz festzulegen. Eine weitere Steigerung der Triggerrate durch die Erhöhung des Elektronenstrahlstroms würde nur den in den Driftkammern störenden Gammastrahlungsuntergrund erhöhen, ohne dabei die Experimentierzeit nennenswert zu verkürzen.

Anschließend wurde die dritte Messung mit 16 Hits pro Trigger im asynchronen Modus 01/02 = I1 durchgeführt. Dabei blockiert die MBS-Totzeit neu ankommende Trigger nicht. In diesem Modus entspricht die Triggerrate des Master-Controllers nicht der Rate mit der die TDC-Module Events registrieren, da pro Auslesevorgang mehrere TDC-Events ausgelesen werden. Das Auslesen dauert je nach Anzahl von TDC-Events unterschiedlich lang und die MBS-Totzeit wird dementsprechend verlängert. In [Abbildung 22](#) ist die MBS-Triggerrate N_{meas} im asynchronen Modus dargestellt. Der Verlauf lässt sich durch eine verlängerbare Totzeit [37] mit einer parametrisierten Zeitkonstante $(\tau_0 + \tau_1 N_{real})$, die mit den Parametern τ_0 und τ_1 von der Pulsgeneratorfrequenz N_{real} abhängt, beschreiben:

$$N_{meas} = N_{real} \exp(-N_{real}(\tau_0 + \tau_1 N_{real})). \quad (6)$$

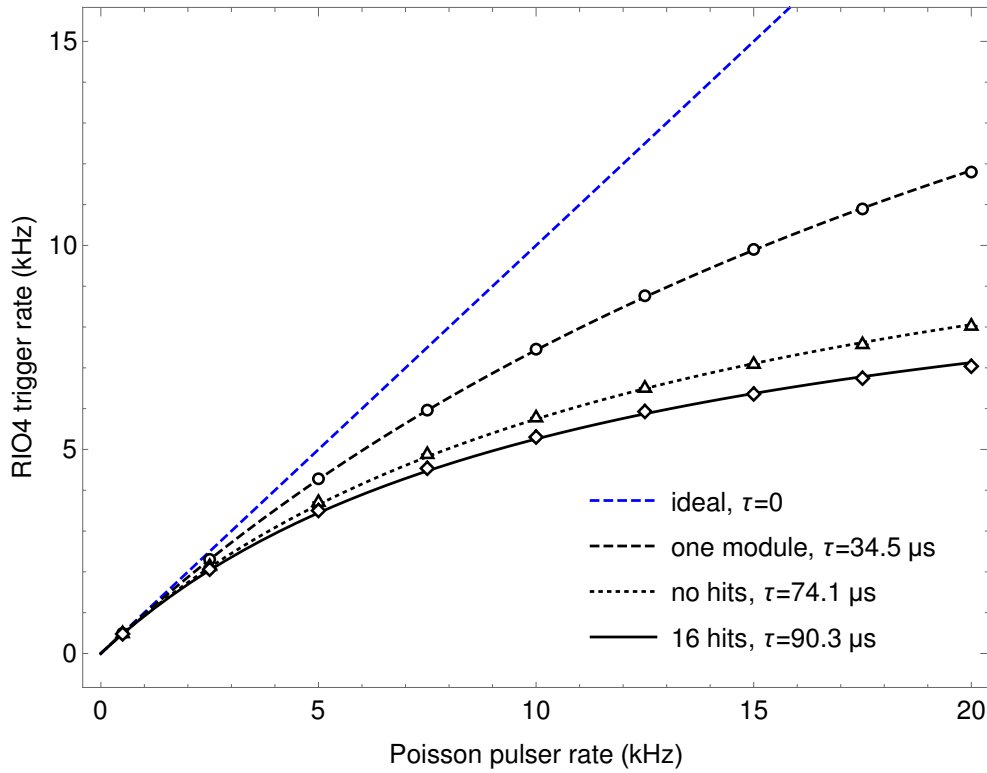


Abbildung 21: DAQ-Triggerrate für Event für Event Datenauslese. Ein Auslesevorgang enthält ein MBS-Event mit allen TDC-Events.

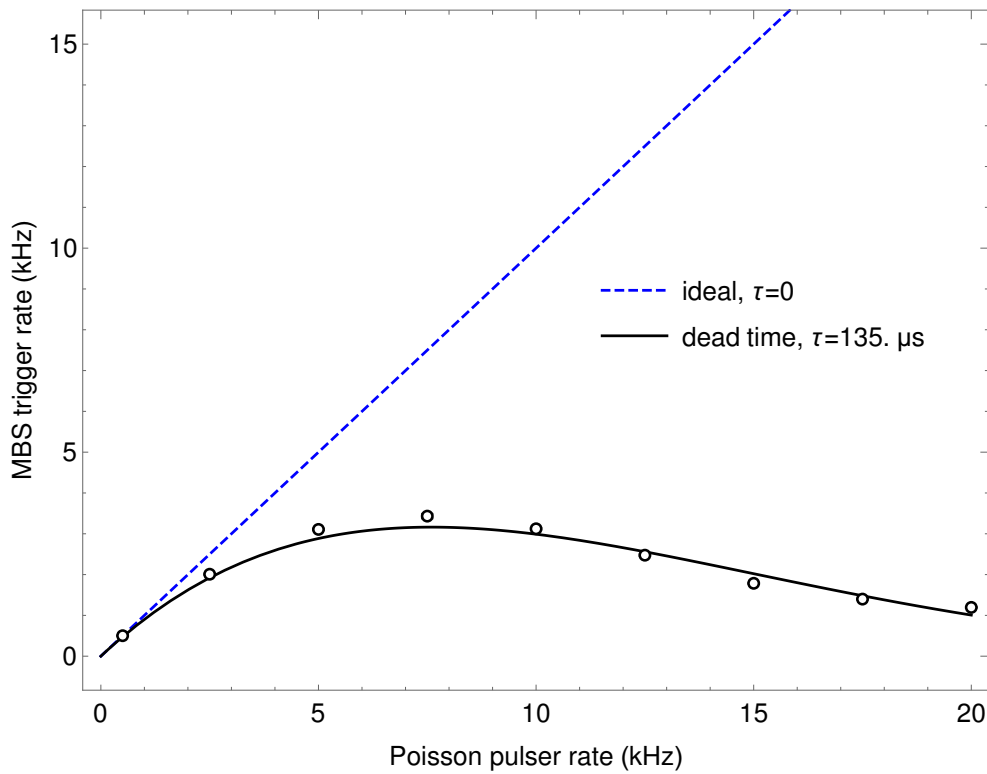


Abbildung 22: DAQ-Triggerrate für asynchrone Datenauslese. Die MBS-Eventrate sinkt aufgrund der verlängerbaren Auslesezeit immer weiter mit ansteigenden Triggerrate. Pro MBS-Event werden TDC-Daten von mehreren Triggerevents ausgelesen.

Entscheidend ist allerdings nicht die Anzahl von MBS-Events, sondern die Anzahl von Triggerereignissen, die in allen TDC-Modulen nachgewiesen wurden. Der Verlauf in [Abbildung 23](#) zeigt eindeutig, dass der asynchrone Modus dem konventionellen vorzuziehen ist. Die gemessene Ereignisrate steigt anfangs fast ideal und bricht abrupt nach dem Erreichen der theoretisch maximal möglichen Triggerrate ab. Das ist der Punkt ab dem die mittlere Auslesezeit die mittlere Zeit zwischen den ankommenden Triggern übersteigt. Aufgrund der statistischen Natur ist die Grenze nicht scharf. Daher steigt die Anzahl an Events, bei denen ein oder mehrere TDCs kein Event detektiert haben, so dass der im [Unterabschnitt 4.1](#) beschriebene Event-Builder die Zeilen in der Trigger-Event-Tabelle ([Abbildung 27](#)) nicht vervollständigen kann, bereits bei etwas kleineren Eventrate an. In diesem Modus sollte der Strahlstrom so gewählt werden, dass die Triggerrate 12 kHz nicht übersteigt, darüber hinaus der Anteil der vollständigen TDC-Events massiv einbricht. Der Anteil der unvollständigen TDC-Events ist bei 12 kHz 8% und bei 10 kHz nur 2%.

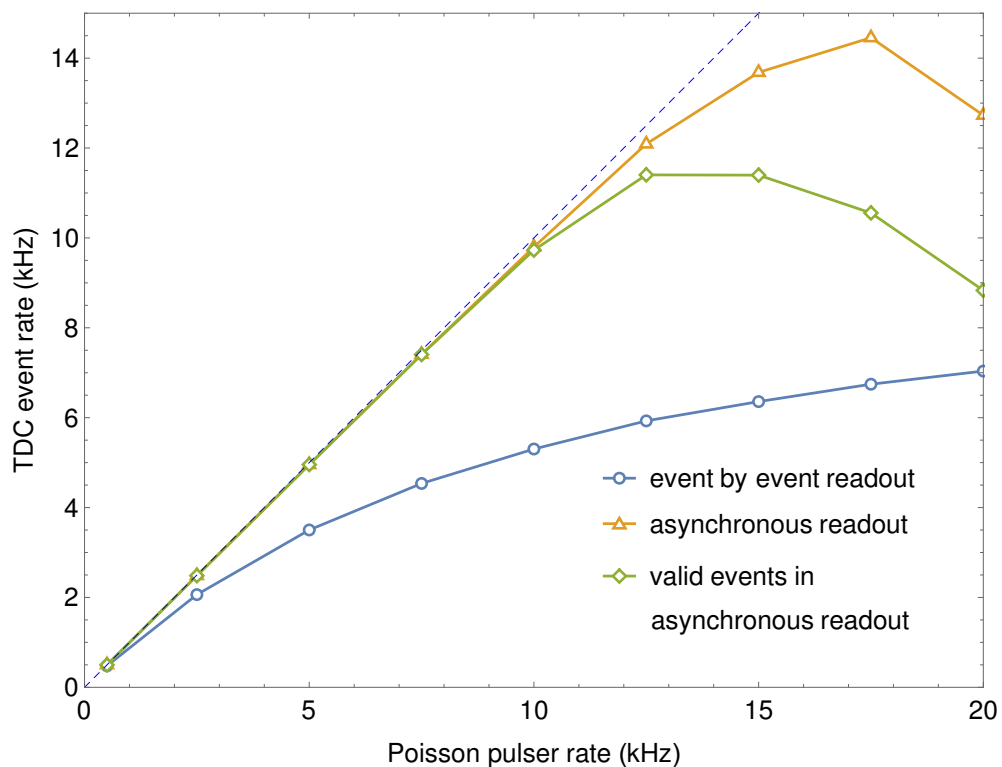


Abbildung 23: Erreichbare TDC-Eventrate für den asynchronen Datenauslesemodus. Der asynchrone Modus erlaubt, bis auf die künstlich eingeführte Totzeit von 560 ns, praktisch eine Totzeit-freie Messung bis 10 kHz Triggerrate. Für höhere Triggerraten nimmt die Anzahl von Events, bei denen nicht alle TDC-Module das entsprechende Event parat haben, zu. Realistisch kann die Datenaufnahme mit bis zu 12 kHz betrieben werden.

Während der Datenauswertung kann die Totzeitkorrektur auf eine einfache Weise durchgeführt werden, in dem das erhaltene Spektrum mit dem Verhältnis zwischen der Anzahl von

Koinzidenzereignissen (Scaler-Kanal 4) und der Anzahl von vollständigen Zeilen in der Trigger-Event-Tabelle multipliziert wird.

$$N_{real} = N_{meas} \frac{\# \text{ scaler 4}}{\# \text{ complete TDC events}} \quad (7)$$

Für eine weitere Steigerung der Verarbeitungsgeschwindigkeit der Datenauslese müsste die TDC-Firmware so angepasst werden, dass eine Auslese über den VME-(Multi)-Blocktransfermodus möglich wäre. Im Multiblocktransfermodus mit einer praktisch erreichbaren Datenrate von 30-40 MB/s könnte die Eventrate auf 50 kHz gesteigert werden.

3.6 Koinzidenzexperimente (e,e'x)

Eine der Anforderung an das neue Datenaufnahmesystem war die Möglichkeit Koinzidenzexperimente (e,e'x) durchführen zu können. Im Folgenden wird das Konzept hierfür vorgestellt.

Die Erweiterung für ein (e,e'x)-Experiment ist in [Abbildung 24](#) zu sehen. Auf der linken Seite befindet sich die bereits beschriebene (e,e')-Datenaufnahme, die unabhängig von möglichen Experimentieraufbauten, die Ereignisse in Koinzidenz zu gestreuten Elektronen aufnehmen sollen, funktioniert.

Koinzidenzexperimentaufbauten, in der Grafik in Form von Gammastrahlungs- und Neutronendetektoren als Beispiel, besitzen eine unabhängige Datenauslese, die durch den QCLAM-Koinzidenztrigger gestartet wird. Die hier vorgestellte Realisierung basiert auf einem 16-Kanal, 14 Bit Flash-Digitizer-Modul SIS3316 der Firma Struck. Es besitzt sehr umfangreiche Konfigurationsmöglichkeiten, die einen flexiblen Aufbau erlauben. Das SIS3316-Modul befindet sich in einem eigenen Crate und wird durch ein eigenes RIO4-Board ausgelesen.

Um eine Koinzidenz zwischen Elektronen und Koinzidenzteilchen herzustellen, bekommt das SIS3316-Modul das Totzeit-Gate O3 (vergleiche [Abbildung 17](#)) aus der Trigger-Logik als Trigger-Gate und gleichzeitig am einen der Kanäle übergeben, um einen internen Zeitstempel zu erzeugen. Das SIS3316-Modul erlaubt intern Signale auf den Eingangskanälen digital zu verzögern, sodass sie trotzdem innerhalb des Zeitfensters liegen, obwohl in der Realität Gammastrahlung die Koinzidenzdetektoren viel früher erreicht, als das Elektron den QCLAM-Szintillator. Dieser Betriebsmodus, in dem das QCLAM-Spektrometer die Koinzidenzdatabaufnahme triggert, wird auch parasitärer Modus genannt.

Ein alternativer Modus, der für viele Koinzidenzexperimente günstigere Bedingungen liefert, ist die Koinzidenzdetektoren in Trigger-Bedingung für das QCLAM-Spektrometer einzubeziehen. Dazu wird das SIS3316-Modul so zu konfiguriert, dass auf einem der NIM-Ausgänge eine logische ODER-Schaltung zwischen allen Kanälen erzeugt wird. Dieses Signal wird in der QCLAM-Trigger-Logik auf den Eingang I7 gelegt und auf dem MDGG8-Modul der Modus 01/02 = I1 AND I2 AND I3 AND I7 aktiviert. Die Verzögerung innerhalb des SIS3316-Moduls bis zum ODER-Ausgang beträgt 300 ns, so dass keine zusätzliche Verzögerung für Szintillator- und Tscherenkow-Signale nötig ist.

Um eine direkte Verbindung zwischen den gestreuten Elektronen und den Koinzidenzteilchen herzustellen, werden die QCLAM-Daten mit den Koinzidenzdaten anhand von Zeitstempeln synchronisiert. Beide Datenaufnahmen erhalten das gleiche Signal aus der QCLAM-Trigger-Logik. Das SIS3316-Modul speichert zu jedem Trigger-Signal ein Zeitstempel mit 0.1 ns (FWHM) Genauigkeit. TDC-Module des Spektrometers speichern zu jedem Event einen Zeitstempel mit ei-

ner digitalen Auflösung von $1\ \mu\text{s}$ und zusätzlich dazu eine fortlaufende Triggernummer. [Abbildung 25](#) verdeutlicht die Situation.

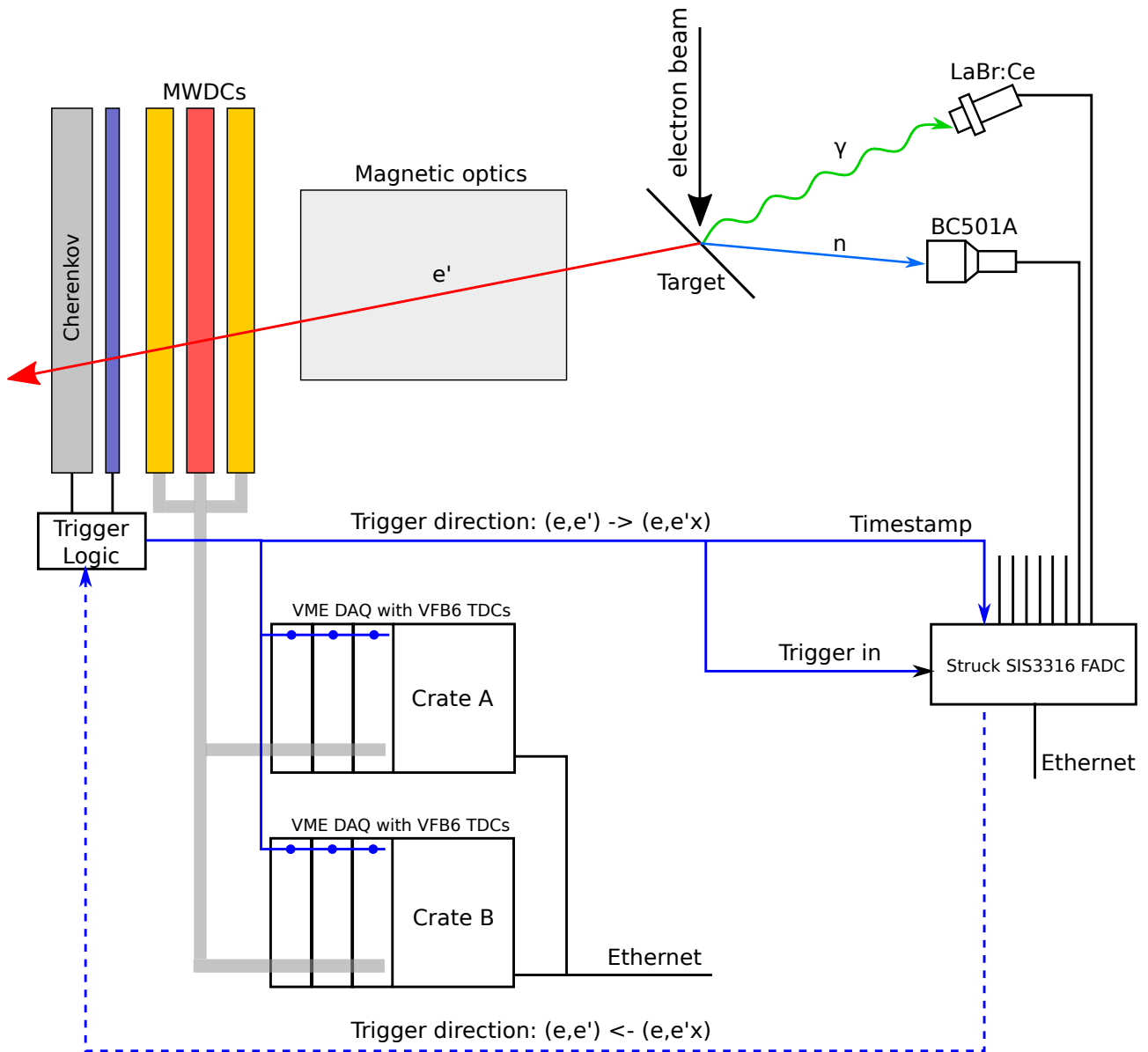


Abbildung 24: Konzeptzeichnung für eine $(e,e'x)$ -Datenaufnahme.

Für die eindeutige Zuordnung von Event muss berücksichtigt werden, dass das SIS3316-Modul beim Wechseln der internen Speicherbänke eine intrinsische Totzeit, je nach Einstellung von wenigen hundert Nanosekunden, erzeugt. Dadurch verlorene Events werden bei der Synchronisation erkannt und vermerkt. Zusätzlich muss auch berücksichtigt werden, dass die Taktgeber auf allen VME-Modulen unabhängig sind und unterschiedlich schnell laufen. Der zeitliche Versatz ist in der Größenordnung von 10^{-5} . Dadurch haben die Zeitunterschiede in den Zeitstempeln zwischen den QCLAM-TDCs und dem SIS3316-Modul bereits nach zehn Sekunden einen Versatz von rund $100\ \mu\text{s}$, was ohne Berücksichtigung dieses Effekts eine Event-Zuordnung unmöglich machen würde. Ist die Event-Zuordnung durchgeführt, so können die $(e,e'x)$ -Daten durch Setzen von Energie-Gates auf den gewünschten Energiebereich analysiert werden.

Eine erste Messung in Form eines $(e,e'\gamma)$ -Experiments an ^{12}C am QCLAM wird aktuell durchgeführt [10].

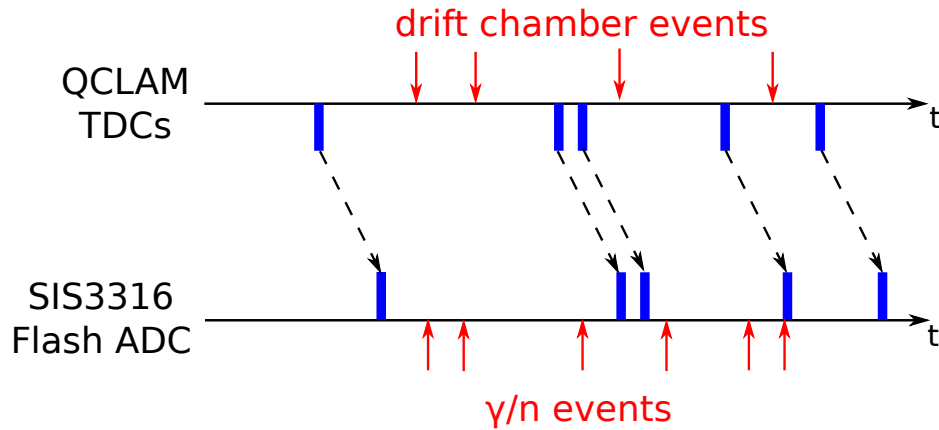


Abbildung 25: Veranschaulichung der Synchronisation von TDC-Event-Daten und Events vom SIS3316-Modul. Das SIS3316-Modul bekommt den Koinzidenztrigger aus der QCLAM-Logik (in blau) und speichert zu jedem Puls einen Zeitstempel. Aus den Zeitstempeldifferenzen zwischen den einzelnen Trigger-Events können die SIS3316-Events eindeutig den TDC-Events zugeordnet werden.

4 QCLAM Monitoring und Analyseprogramm

Der zweite Teil der Datenaufnahme umfasst die digitale Verarbeitung von auf dem DAQ-Server abgespeicherten Daten. Dazu gehört unter anderem das Entpacken von binären Dateien, sowie deren Analyse und Einsortierung in sinnvolle Datenstrukturen, die anschließend für die Elektronenbahnrekonstruktion und die darauffolgenden Schritte bis zu einem Energieverlustspektrum notwendig sind. Wie beim Backend-Teil musste auch das Frontend einige Anforderungen erfüllen:

- Grafische Online-Überwachung aller wichtigen Größen während eines Experiments, z.B. Strahlstrom, Driftkammereffizienz, Energiespektrum und Winkelverteilungen
- Fit-Routinen für die elastische Linie und angeregte Zustände
- Setzen von Gates auf die Daten
- Einfache, interaktive Bedienbarkeit durch Nichtexperten
- Konfigurierbarkeit für mehr Kanäle und andere Driftkammern
- Open Source
- Lauffähig auf Microsoft Windows und Linux (Ubuntu/Debian).

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Analyse und Monitoring Programm QCLAMon (QCLAM Monitor) erfüllt alle diese Anforderungen. Es liest die LMD-Dateien und übernimmt alle weiteren Schritte bis zum Energieverlustspektrum. Da die LMD-Dateien auch parallel zur Datenaufnahme gelesen werden können, gibt es keine Unterscheidung zwischen On- und Offline-Datenanalyse. Durch Verteilen von Analyseroutinen auf mehrere Prozessorkerne, ist die Auswertungsgeschwindigkeit höher als die maximale Datenaufnahmerate, so dass die aktuell gemessene Daten in Echtzeit angezeigt werden können. QCLAMon wurde in C++14 [47] entwickelt. Für die grafische Darstellung wurde das Qt5-Framework [48] verwendet. Dadurch ist das Programm auf Microsoft Windows und Linux -Betriebssystemen ohne weitere Änderungen lauffähig.

Die Entwicklung des Programms war ein jahrelanger stetiger Prozess und ist für eine detaillierte Darstellung in dieser Arbeit zu komplex. Im Folgenden werden einige ausgewählte Aspekte näher beleuchtet, um eine Vorstellung über die Funktionsweise und den Umfang des Programms zu gewinnen, ohne dabei auf die Umsetzung in der Programmiersprache einzugehen. [Abbildung 26](#) zeigt ein Schema des Datenflusses in QCLAMon. Drei Threads (vom Hauptprogrammprozess unabhängiger, parallellaufender Ausführungsstrang [49]), lesen zwei LMD-Dateien aus den (e,e')-Experimenten und optional eine dritte Datei mit (e,e'x)-Daten stetig ein und warten notfalls auf neu ankommende Daten.

Der im eigenen Thread laufende Event Builder entnimmt abwechselnd aus den drei binären Datenströmen eine Liste mit Daten, die anschließend entpackt werden. Der TDC-Entpacker sortiert die Daten in eine interne Datenstruktur, erzeugt mit Hilfe einer Kalibrierungstabelle eine Zeitinformation mit einer Auflösung von 30 ps (siehe [Unterabschnitt 3.2](#)) und sorgt dafür, dass ein Überlaufen des 21 Bit-Zeitstempelfeldes nach zwei Sekunden erkannt wird. Dieser Prozess geschieht für alle TDC-Module, wobei alle TDC-Events mit dem gleichen

trigger request counter (siehe [Abbildung 16](#)) zu einem Event zusammengefügt werden. Der genaue Ablauf ist im [Unterabschnitt 4.1](#) beschrieben.

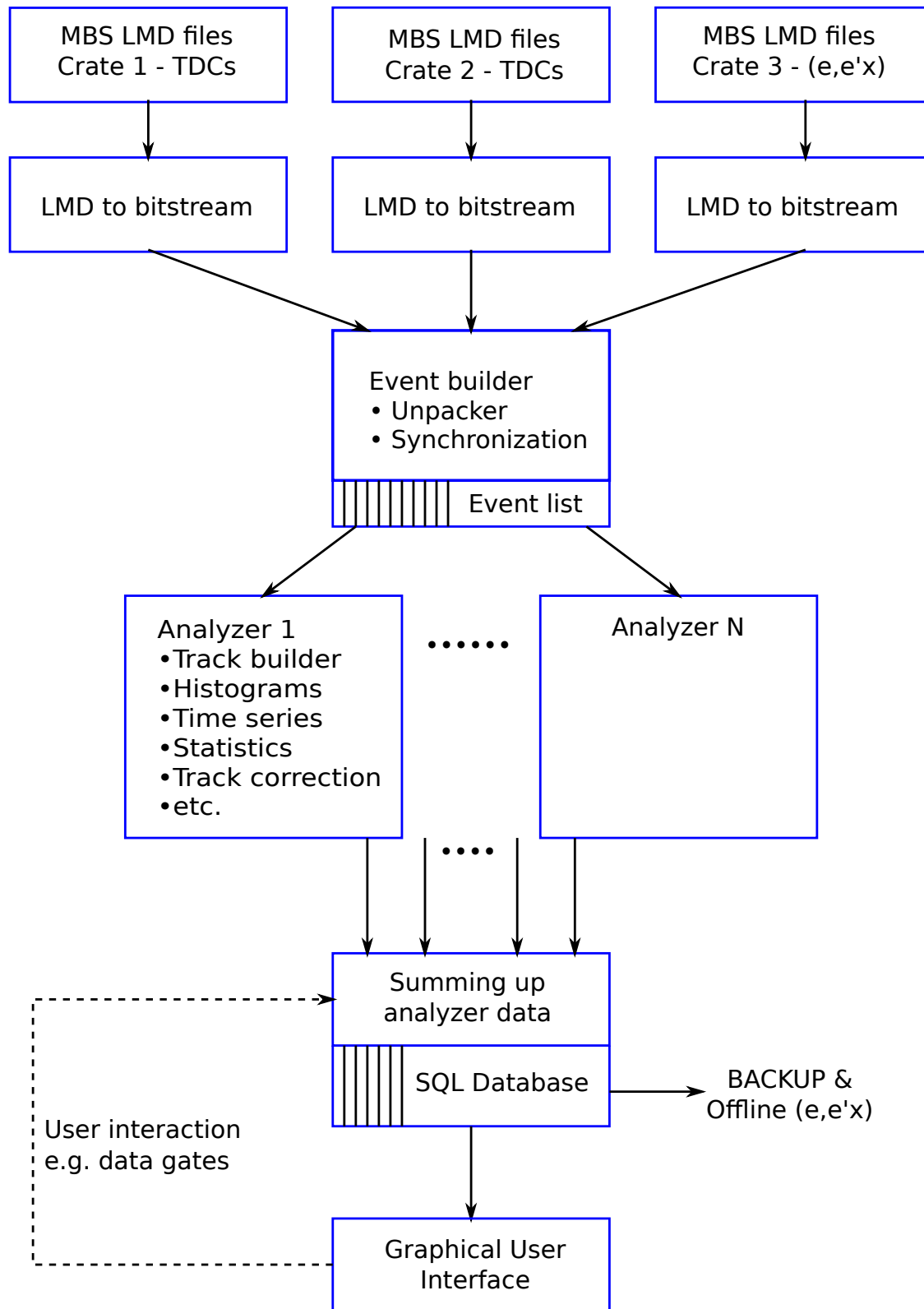


Abbildung 26: Schematische Darstellung des Datenflusses in QCLAMon. Für eine Beschreibung siehe Text.

4.1 Event-Builder

Das Zusammenfügen von Trigger-Events in der richtigen Reihenfolge aus dem ankommenden binären Datenstrom erfolgt in der Software durch einen Event-Builder. Für das Verständnis der Funktionsweise des Event-Builders wird anhand von [Abbildung 27](#) der Auslesevorgang der Datenaufnahme dargestellt. Um die Darstellung einfach zu halten, sind nur zwei der 19 TDC-Module gezeigt. Das verzögerte Koinzidenzsignal aus der Trigger-Logik wird über FAN-OUT-Module gleichzeitig an alle TDC-Module übergeben. Sobald das Triggersignal am TDC anliegt, werden im Zwischenspeicher gelagerte Hits, die innerhalb des definierten Fensters liegen (roter Balken im Bild), in die jeweiligen TDC-Speicher kopiert. Parallel dazu startet die VME-Datenauslese, die nach einem Initialisierungsvorgang nacheinander alle Module ausliest. Dabei wird zuerst die Anzahl an Bytes, die zur Auslese zur Verfügung stehen, ausgelesen. Anschließend wird genau diese Anzahl an Bytes aus der Daten-FIFO eines TDC-Moduls gelesen. Während im Beispiel TDC A ausgelesen wird (A1), wird ein weiteres Triggersignal registriert, woraufhin Hits A2 und B2 in die jeweiligen TDC-Speicher geschoben werden. Die Hits A2 können im aktuellen Auslesevorgang nicht verarbeitet werden, da die Anzahl der auszulesenden Bytes nur A1 beinhaltet. Der Auslesevorgang startet mit dem TDC B und liest nun die Anzahl der Bytes im Speicher aus. Diese umfasst die beiden Hits B1 und B2, so dass sie beide als nächstes ausgelesen werden. Erst beim nächsten Trigger-Event wird der Hit A2 ausgelesen. Der Auslesevorgang wird durch den nächsten Trigger-Event unterbrochen.

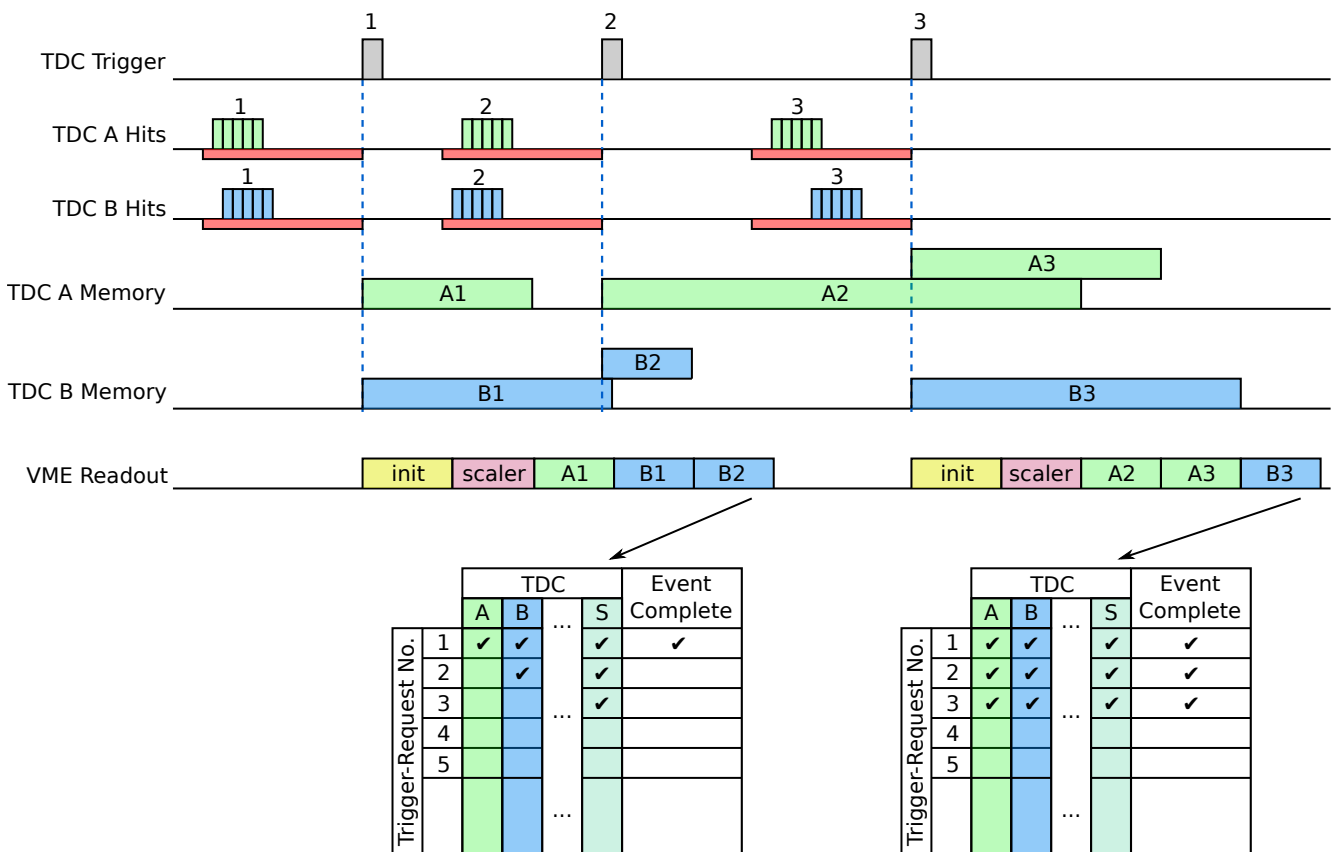


Abbildung 27: Funktionsweise des Event-Builders am Beispiel von zwei TDC-Modulen A und B im asynchronen Modus. Während des ersten Auslesevorgangs trifft der zweite TDC-Trigger ein, der bewirkt, dass die Hits A2 und B2 im TDC-Speicher abgespeichert werden. Die Hits A2 können erst beim nächsten Auslesevorgang, der durch den dritten Trigger ausgelöst wird, übertragen werden.

Um eine korrekte Reihenfolge von Hits zu erhalten, werden die TDC-Events in eine Trigger-Event-Tabelle nach dem Trigger-Request-Counter (trigger request counter in [Abbildung 16](#)) und der TDC-Nummer einsortiert. Da alle TDC-Module den gleichen Trigger bekommen und der Trigger-Request-Counter für alle Module durch die Trigger-Logik bedingt bei Null startet, ist die Zuordnung in die Tabelle eindeutig.

Erst wenn eine Zeile in der Trigger-Event-Tabelle vollständig gefüllt wurde, sind alle TDC-Events, die zu einem Koinzidenztriggersignal gehören angekommen, und das Trigger-Event wird für weitere Schritte in eine Trigger-Event-Liste verschoben. Sollte der Fall eintreten, dass ein oder mehrere TDCs keine Events aufgenommen haben, wird die Zeile und das Event selbst als defekt markiert. Das kann zum Beispiel der Fall sein, wenn der TDC-Speicher voll ist, weil die Triggerrate zu hoch ist und die Auslese nicht schnell genug stattfindet. Praktisch wird jede unvollständige Zeile als defekt markiert, falls es nachfolgend eine vollständige gibt.

Sollte, wie in [Abbildung 28](#), dargestellt der synchrone Auslesemodus gewählt werden, ändert sich nichts an dem Prozessablauf des Event Builders, da nun alle Event-Daten von allen TDCs innerhalb eines MBS-Events liegen und es keine unvollständigen Events gibt.

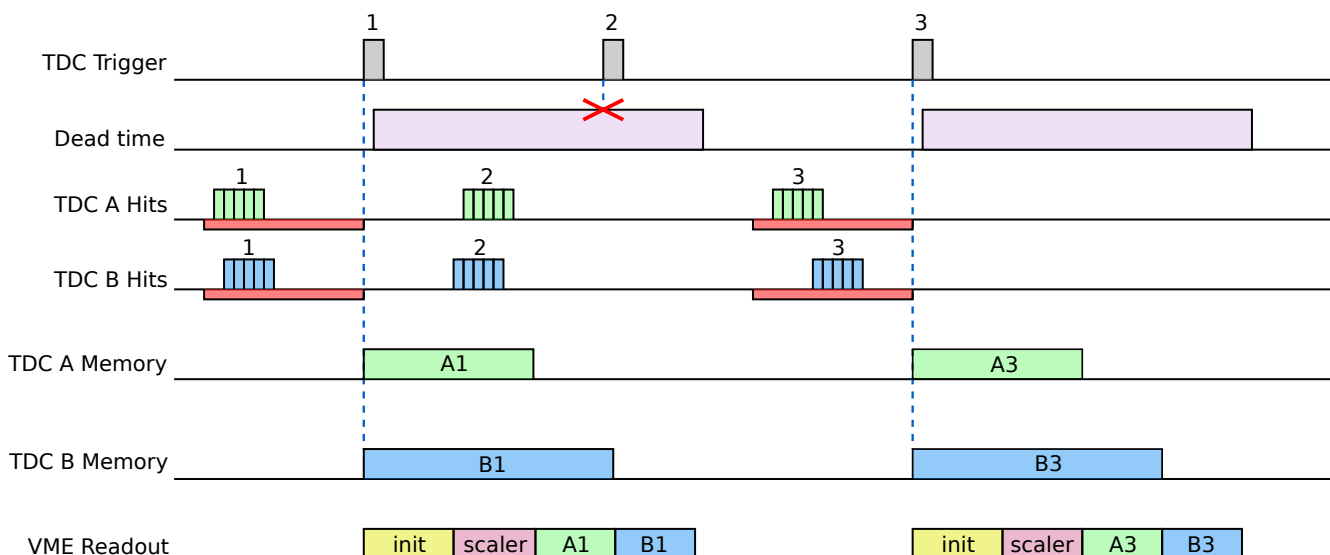


Abbildung 28: Funktionsweise des Event-Builders am Beispiel von zwei TDC-Modulen A und B im synchronen Modus. Die Totzeitverriegelung blockiert neue Trigger, solange das vorherige Event nicht vollständig ausgelesen wurde.

Zusätzlich zur Einsortierung von TDC-Events werden im Event-Builder auch die 32 Bit Scaler-Werte zur Event-Struktur hinzugefügt. Gleichzeitig wird Buch über Pufferüberläufe der einzelnen Zähler geführt. Falls es zu einem Pufferüberlauf gekommen ist, wird der Wert 2^{32} auf den Zählerwert aufaddiert.

4.2 Analysator und grafische Aufbereitung

Analysator-Threads holen sich paketweise vollständige Events aus der Trigger-Event-Liste des Event-Builders. Ein Analysator-Thread berechnet zu jedem Trigger-Event, falls möglich, einen Elektronen-Track wie im [Unterabschnitt 5.2](#) beschrieben wird. Alle dort beschriebenen Schritte sind in QCLAMon integriert. Die berechneten Elektronen-Tracks werden wie in [Unterabschnitt 5.3](#) dargestellt korrigiert und es wird eine Streuwinkelrekonstruktion durchgeführt. Alle Ergebnisse werden in internen, jeweils pro Analysator-Thread vorhandenen Histogrammen und

Listen eingetragen. Ein weiterer Thread holt sich stetig die Histogramme und Listen aus den einzelnen Threads ab und addiert sie auf.

Die grafische Oberfläche von QCLAMon, exemplarisch dargestellt in [Abbildung 29](#), arbeitet parallel zu den übrigen Abläufen des Programms. Alle 50 ms werden aufsummierte Daten und Statistiken aus dem aktuellen Run auf den Bildschirm gezeichnet. Gleichzeitig kann der Benutzer vorläufige Analysen von Experiment-Daten durchführen.

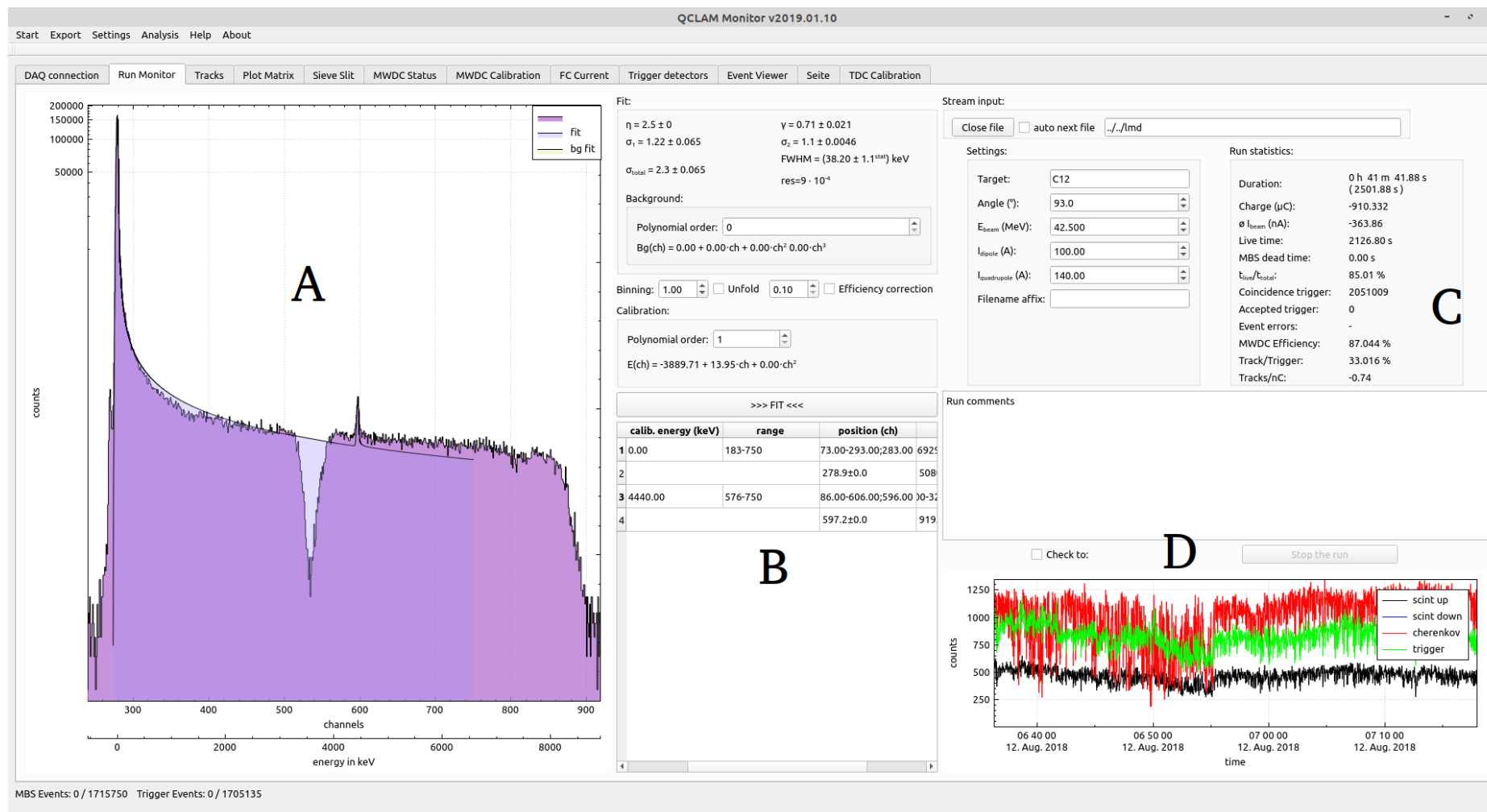


Abbildung 29: Screenshot des QCLAMon-Programms in der Ansicht zur Überwachung und Analyse von (e,e'x)-Experimenten am QCLAM-Spektrometer. Weitere Funktionalitäten sind hinter den zahlreichen Tabs versteckt.

A: Darstellung der Energieverlustspektrums mit angepasstem Modell an die elastische Linie und den angeregten 2^{+} -Zustand bei 4.4 MeV in ^{12}C .

B: Bereich mit allen Fit-Parametern und -Ergebnissen.

C: Alle relevanten Run-Statistiken.

D: Zeitreihen für Triggerdetektoren und Koinzidenzsignale.

4.3 Setzen von Gates und Datensicherung

Beim Zusammenfassen von Analysator-Daten wird eine im Arbeitsspeicher abgelegte SQLite-Datenbank [51] `qclamevents` mit folgenden Event-Daten gefüllt:

- `id`
- `event number`
- `MBS timestamp`
- `TDC timestamp`
- `scintillator up time`
- `scintillator down time`
- `cherenkov time`
- `scaler clock`
- `scaler scintillator up`
- `scaler scintillator down`
- `scaler cherenkov`
- `scaler coincidence trigger`
- `scaler accepted trigger`
- `scaler beam charge`
- `x1 position`
- `x2 position`
- `u position`
- `xu position`
- `y position`
- `track angle`
- `dispersive scattering angle`
- `non-dispersive scattering angle`
- `energy`.

In einer speziellen Ansicht in QCLAMon ist ein SQLite-Code-Eingabefeld vorgesehen. Dort eingetippter Code arbeitet auf der internen Datenbank und das Abfrageergebnis wird in die QCLAMon-Histogramme übernommen. Auf diese Weise lassen sich sehr einfach Daten-Gates setzen. Ein Beispielcode

```
SELECT *  
FROM qclamevents  
WHERE abs(scatterAngle-0.7) > 0.2  
AND abs(disperseAngle-0.5) > 0.2
```

bewirkt, dass beide Streuwinkel innerhalb der festgelegten, 0.2° breiten Winkelbereiche liegen, aus der Analyse ausgenommen werden (Abbildung 30). Analytische Funktionen für komplexere Schnitte sind ebenfalls möglich.

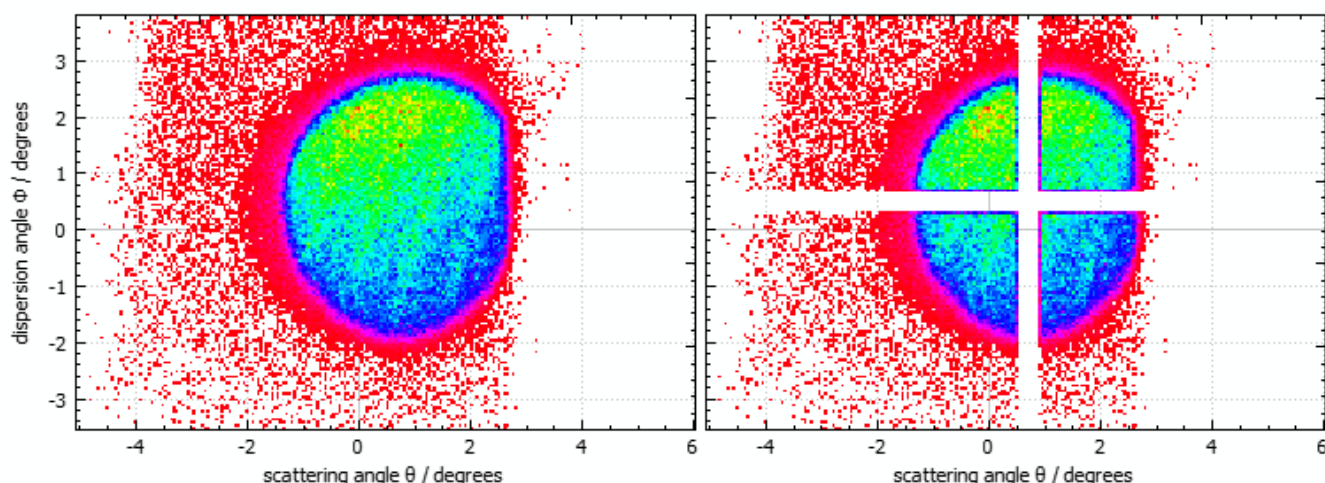


Abbildung 30: Ein Screenshot aus dem QCLAMon-Programm für die Darstellung der beiden Streuwinkel aus einer ^{12}C -Messung vor und nach der Anwendung des gezeigten SQLite-Beispielcodes.

Ein zusammenhängender Code zum Gate-Setzen erhöht die Transparenz bei der Datenanalyse und erleichtert die Dokumentation. Möchte man beispielsweise einen Analyseschritt auf einem Datensatz wiederholen, so muss nur eine SQL-Abfrage ausgeführt werden, um die gleiche Datenauswahl zu bekommen.

Durch einen Eintrag in der Konfigurationsdatei von QCLAMon kann eingeschaltet werden, dass die SQLite-Datenbank nicht im Arbeitsspeicher erzeugt, sondern auf der Festplatte gespeichert wird. Dadurch ist es möglich komplette Runs abstrahiert von der verwendeten DAQ-Hardware zu sichern. Aufgrund der ISO-Standardisierung und weiter Verbreitung werden SQLite-Datenbanken voraussichtlich auch noch in mehreren Jahrzehnten lesbar sein, während dies für binäre LMD-Dateien im proprietären MBS-Format nicht sicher ist.

5 Durchführung von Testexperimenten für die Inbetriebnahme des QCLAM-Spektrometers

Für die Inbetriebnahme des QCLAM-Spektrometers wurde im September 2018 eine Strahlzeit durchgeführt, in deren Verlauf die Funktionalität der in dieser Arbeit entwickelten Datenaufnahme überprüft werden konnte. Dabei wurde die Datenaufnahme im Event für Event-Auslesemodus (siehe [Unterabschnitt 3.5](#)) erfolgreich getestet. Im Zuge dieser Messung konnte die Lage der Fokalebene für verschiedene Quadrupol-Dipolmagnetfeld-Verhältnisse bestimmt werden. Zusätzlich wurde eine Messung an ^{12}C durchgeführt. Die Strahlenergie betrug $E_0 = (42.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$, das Spektrometer stand unter einem Winkel von 90° . In die Spektrometeröffnung innerhalb der Streukammer wurde eine 2 cm-dicke Stahlblende mit einer kreisförmigen Öffnung platziert, so dass der Raumwinkel auf 5 msr eingeschränkt wurde.

Daraufhin wurde im Oktober 2018 ein (e,e') -Experiment an einem suprafluiden ^4He -Target zur Untersuchung des angeregten 0^+ -Zustands bei 20.21 MeV durchgeführt [52]. Im November 2018 wurde eine weitere Teststrahlzeit mit einer Strahlenergie von $(62.5 \pm 0.2) \text{ MeV}$ zur Bestimmung der Fokalebene und Korrektur für der Magnetfeld-Aberration durchgeführt. [Tabelle 5](#) fasst die Einstellungen während dieser Strahlzeiten zusammen.

	September 2018	Oktober 2018	November 2018
Strahlenergie	$(42.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$	$(42.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$	$(62.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$
Spektrometerwinkel	$60^\circ, 90^\circ$ für ^{12}C	75°	60°
Auslesemodus	Event für Event	Event für Event	asynchron
Targets	^{12}C , ^{197}Au , BeO, ^{208}Pb , Mylar	BeO, ^4He	^{12}C , ^{197}Au , BeO, ^{208}Pb , , Mylar
Messungen	Kennenlernen Fokalebenenvermessung ^{12}C Testmessung	0^+ in ^4He	Lochblendenmessung Fokalebenenvermessung OTR-Experiment

Tabelle 5: Zusammenfassung der Einstellungen während der Experimente, bei denen die neue Datenaufnahme zum Einsatz kam.

5.1 Lochblendenmessung

Für die nachfolgende Berechnung und Diskussion von Korrekturen in den Abbildungseigenschaften des Spektrometers wurden mehrere Lochblendenmessungen durchgeführt. Die Strahlenergie betrug $(42.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$ respektive $(62.5 \pm 0.5) \text{ MeV}$ in der zweiten Teststrahlzeit. Das Spektrometer stand unter einem Winkel von 60° . Eine Lochblende in Form einer 2 cm dicken Messingplatte mit einem Lochmuster dargestellt in [Abbildung 31](#) wurde mit Hilfe eines Goniometers [19] vor der Spektrometeröffnung positioniert. Am Gold-Target mit der Massenbelegung $\rho x = 1 \text{ mg/cm}^2$ gestreute Elektronen konnten nur durch die Löcher der Blende in das Spektrometer gelangen. Dabei wurde das Muster der Lochblende in die Fokalebene transformiert.

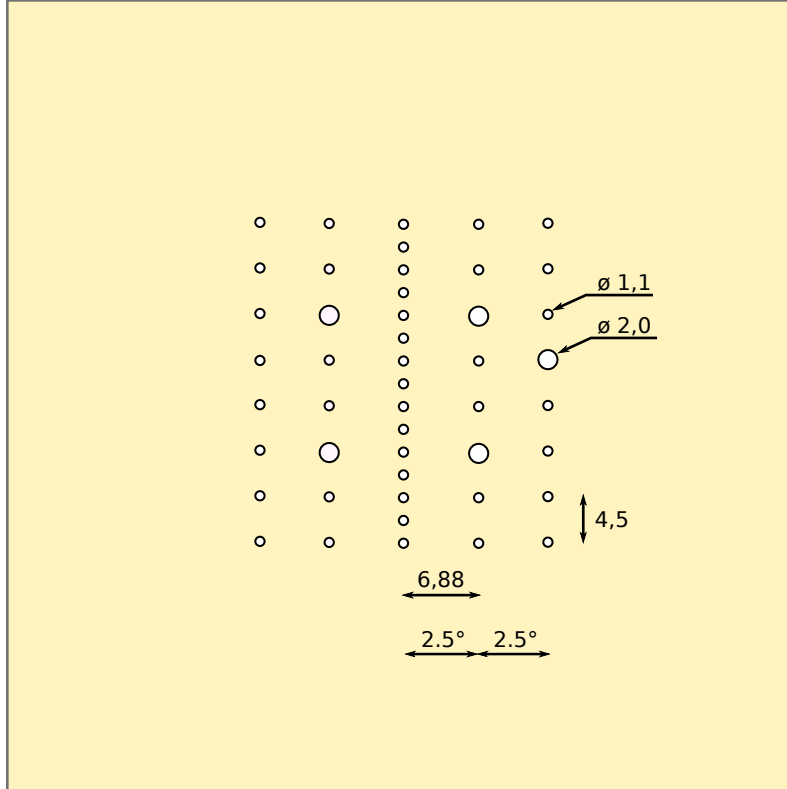


Abbildung 31: Für die Lochblendenmessung verwendete Lochblende. Die großen Löcher mit 2 mm Durchmesser dienen zur Orientierung im gemessenen Spektrum.

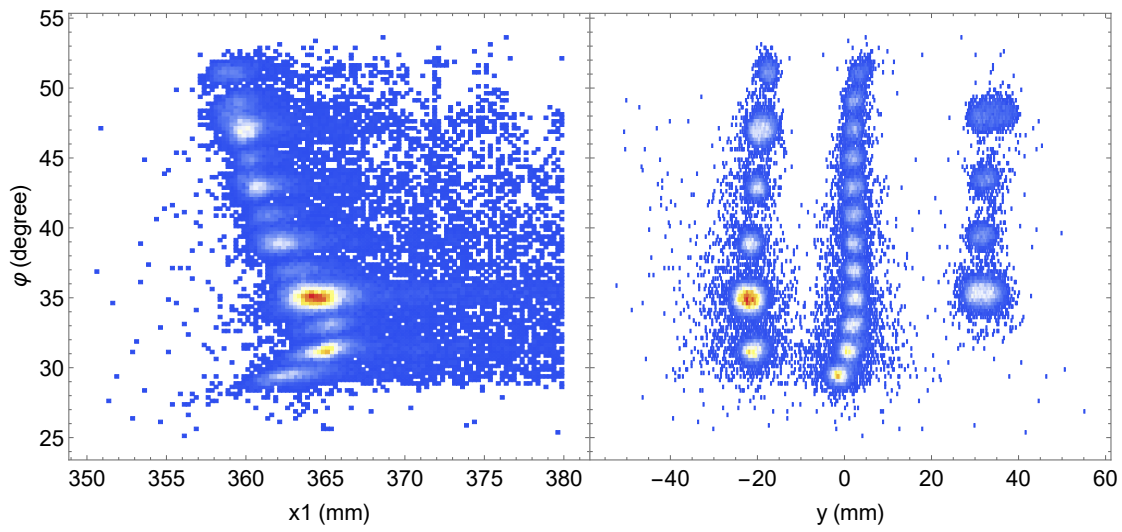
Die Elektronenimpulsabweichung δ , der Winkel Φ in Dispersionsrichtung und der Streuwinkel Θ gehen dabei als Parameter in eine Transformationsfunktion T ein

$$T(\delta, \Phi, \Theta, x_t = 0, y_t = 0) \rightarrow (x_1, \varphi, y) \quad (8)$$

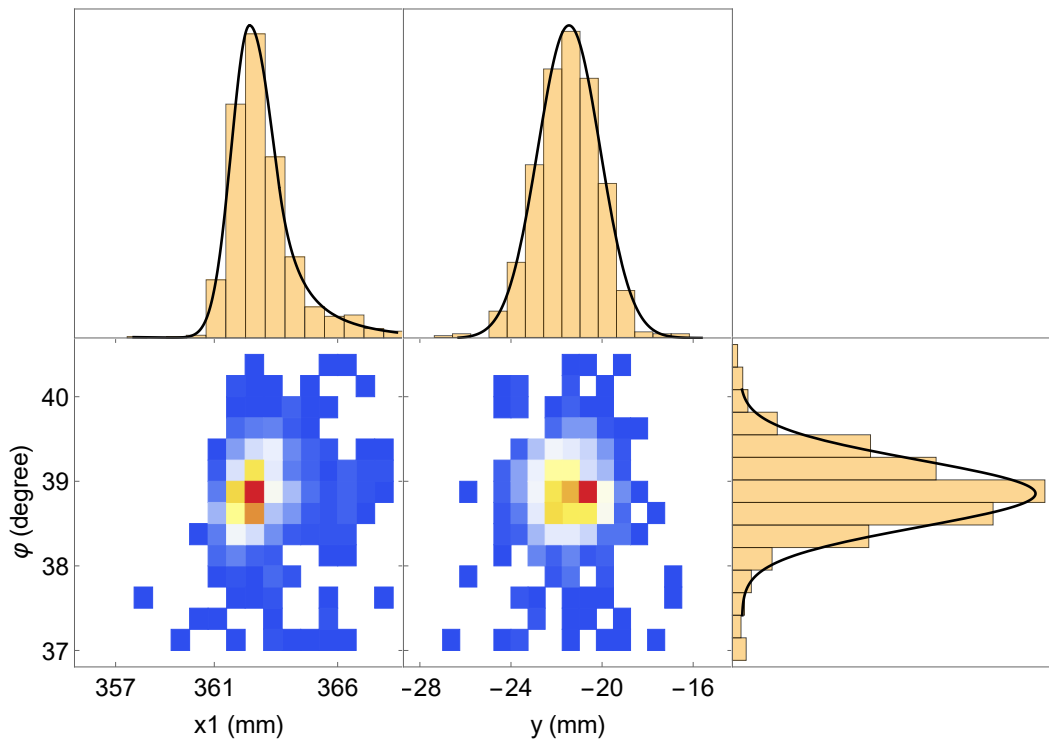
deren Form in [Unterunterabschnitt 5.3.2](#) und [Unterunterabschnitt 5.3.3](#) diskutiert wird. Dabei wird angenommen, dass die Strahlposition auf dem Target zentral zur optischen Achse des Spektrometers liegt ($x_t = 0, y_t = 0$) und während der Messung nicht wandert. Dies ist eine idealisierte Betrachtung, auf deren Konsequenz für die real erreichbare Energieauflösung in [Unterabschnitt 6.2](#) näher eingegangen wird.

Die elastische Linie wurde durch das Ändern des Dipol- und Quadrupolmagnetfeldes in einem fixen Verhältnis über den kompletten Akzeptanzbereich des Spektrometers verschoben. Für jede Magnetfeldeinstellung wurde dabei ein Messergebnis, wie beispielhaft in [Abbildung 32\(a\)](#) dargestellt, aufgenommen. Für jedes Loch wurde eine Normalverteilung an die φ - sowie y -Verteilungen und eine Landau-Verteilung-ähnliche Funktion ([Gleichung \(9\)](#), siehe [6] für weitere Informationen) an die x_1 -Daten angepasst. Das Ergebnis der Prozedur ist eine Liste mit Tripeln (x_1, φ, y) , die in den nachfolgenden Abschnitten als Datenbasis dient.

$$y = y_0 \cdot \begin{cases} \exp[(x - x_0)^2 / \sigma_1^2], & x \leq x_0 \\ \exp[(x - x_0)^2 / \sigma_2^2], & x_0 < x \leq x_0 + \eta \sigma_2 \\ A / (B + x - x_0)^\gamma & x_0 + \eta \sigma_2 < x \end{cases} \quad (9)$$



(a)



(b)

Abbildung 32: (a) Ergebnis einer Lochblendenmessung. Im linken Abschnitt ist die Korrelation von x_1 und φ zu sehen, rechts die von y und φ .

(b) Dreidimensionaler Ausschnitt aus einer Lochblendenmessung. An die Projektionen der einzelnen Koordinaten wurden Funktionen angepasst, um den Mittelpunkt der Verteilung zu bestimmen. Auf diese Weise erhaltenen Tripeln (x_1, φ, y) dienen als Eingabe für die Linienkorrektur und die Streuwinkelbestimmung.

5.2 Track-Rekonstruktion

5.2.1 Driftzeitkorrektur

Aufgrund von unterschiedlichen Kabellängen und verschiedenen Leiterbahnenrouten auf den Driftkammern, Vorverstärkern und TDC-Modulen, müssen die gemessenen Driftzeiten vor der Verarbeitung untereinander angeglichen werden. Für diesen Zweck wurden Daten aus einer Untergrundmessung am ^{208}Pb verwendet. Dabei wurde für jeden Driftcluster der Draht mit der minimalen Driftzeit bestimmt. Diese wurde in ein für diesen Draht bestimmtes Histogramm eingetragen. Die Differenz der Maximalwertposition zu einem Referenzwert, der auf 50 ns gesetzt wurde, beschreibt die nötige Korrektur für einen Draht. Um den Maximalwert unabhängig von statistischen Schwankungen in der Verteilung zu bestimmen, wurde folgende phänomenologische Funktion

$$f_{\text{minT}}(A_1, \mu_1, \sigma_1, s_1, A_2, \mu_2, \sigma_2, s_2, t) = N_{\text{skewed}}(A_1, \mu_1, \sigma_1, s_1, t) + N_{\text{skewed}}(A_2, \mu_2, \sigma_2, s_2, t) \quad (10)$$

mit einer schiefen Normalverteilung $N_{\text{skewed}}(A, \mu, \sigma, s, t)$

$$N_{\text{skewed}}(A, \mu, \sigma, s, x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \text{erf}\left(1 + s \frac{(x-\mu)}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (11)$$

und Parametern A für die Fläche, σ für die Breite, μ für die Position und s für die Schiefe der Verteilung, angepasst.

Abbildung 33 zeigt exemplarisch eine Anpassung an zwei Drähte in der X1- und X2-Ebenen. Die unterschiedlichen Abstände zwischen den Zähldrähten und unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten beeinflussen die Asymmetrie der Driftzeitverteilung.

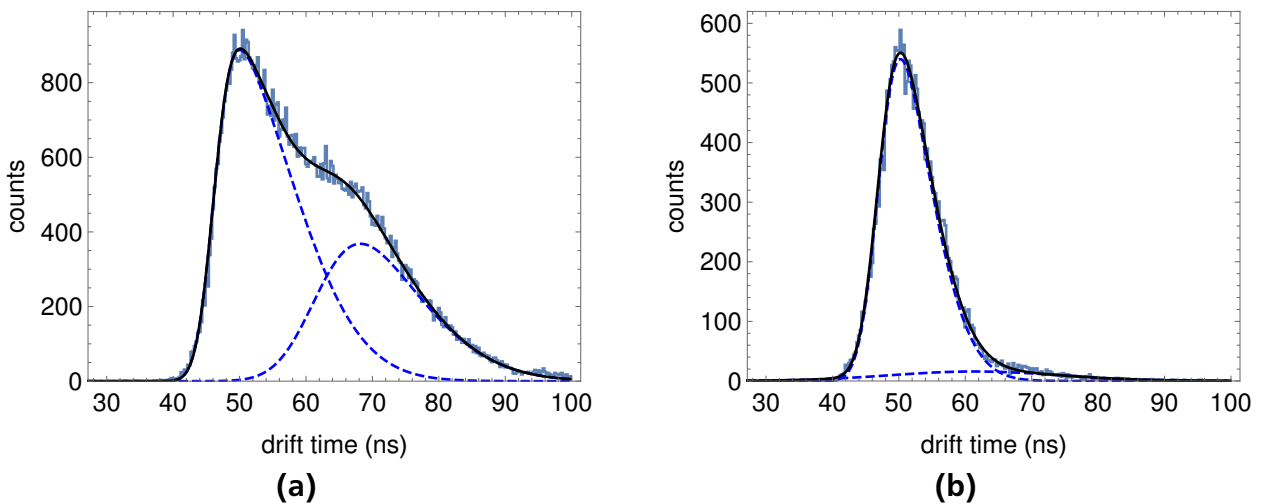


Abbildung 33: Minimale Driftzeit innerhalb eines Driftclusters betrachtet für einen Draht (a) in der X1- und (b) X2-Driftkammer. Gestrichelte Linie zeigt die beiden an die Daten angepassten Normalverteilungen. Die durchgezogene schwarze Linie stellt die Funktion f_{minT} dar.

Der Effekt der Driftzeitkorrektur ist in [Abbildung 34](#) sichtbar. Alle Driftzeiten wurden auf einen Referenzwert von 50 ns ausgerichtet.

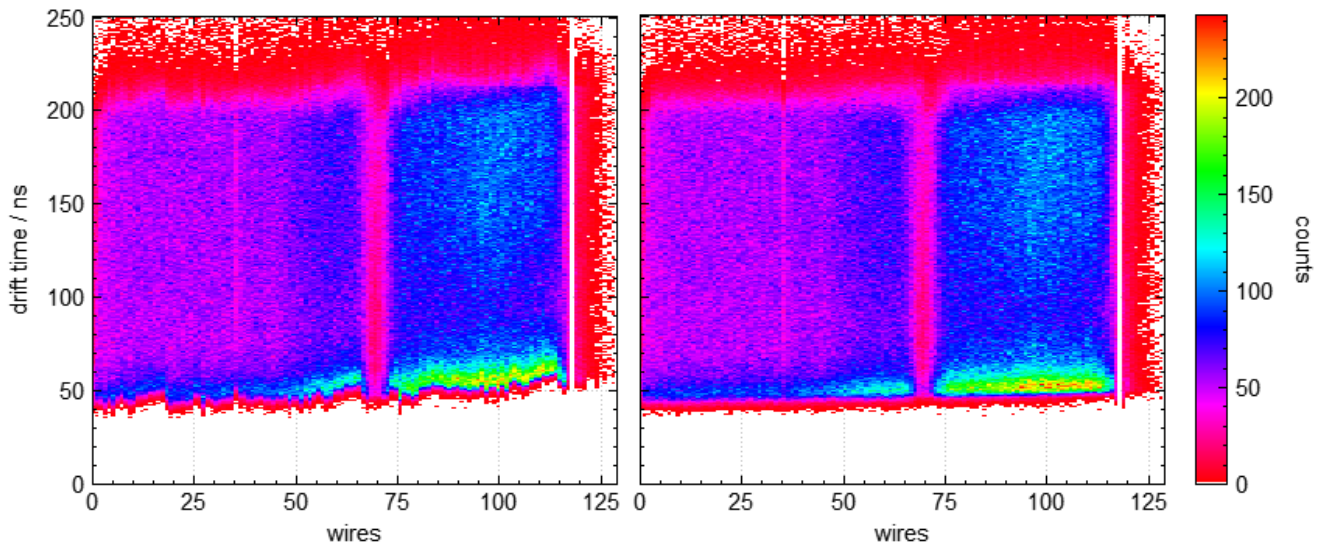


Abbildung 34: Driftzeitverteilungen für jeden Draht der U-Ebene vor (links) und nach (rechts) der Driftzeitkorrektur.

5.2.2 Driftcluster-Erkennung

Für die Erkennung eines Driftclusters wurde ein Suchalgorithmus entwickelt. Ausgangsbasis ist eine Tabelle mit allen aktiven Drähten innerhalb eines Events. Beim Durchlaufen dieser Tabelle werden Driftdraht-Driftzeit-Wertepaare zu einer zunächst leeren Cluster-Liste hinzugefügt, bis drei aufeinanderfolgende Drähte keinen Driftzeit-Eintrag besitzen. Aufgrund von der nicht hundertprozentigen Effizienz kommt es vor, dass ein Draht kein Signal erzeugt und somit eine Lücke im Driftcluster auftritt. Um dies zu berücksichtigen, werden bis zu zwei aufeinanderfolgende Drähte ohne Driftzeiteintrag noch zum Cluster gezählt, falls darauf noch mindestens ein aktiver Draht folgt.

Die Anzahl an aktiven Drähten pro Cluster muss mindestens drei betragen. Zusätzlich wird vorausgesetzt, dass die kleinste Driftzeit nicht am Rand des Clusters sitzt. Die maximale Clustergröße, inklusive der Lücken, wurde auf 12 und 24 für die Driftkammern mit 6 mm bzw. 3 mm Drahtabstand gesetzt. Dies entspricht der Anzahl der Driftzellen für eine 20°-Trajektorie. Damit werden bereits bei der Clustererkennung Trajektorien mit sehr flachen Winkeln, die sicherlich nicht aus dem Spektrometer kommen, aussortiert.

Eine weitere Schwierigkeit ist das Vorkommen von Ereignissen bei denen pro Draht mehrere Driftzeiten gemessen werden. Es gibt mindestens zwei Quellen für diese Problematik. Die Ausleseelektronik, Triggerdetektor-Photomultiplier und andere Geräte in der Experimentierhalle erzeugen elektromagnetische Störungen, die von den empfindlichen Driftkammervorverstärkern verstärkt und als falsche Driftereignisse detektiert werden können (siehe [Abbildung 14](#)). Eine andere Quelle ist die Form des Driftkammersignals ([Abbildung 13](#)). Sind die Signale nicht durchgängig, sondern in mehrere Teile zerstückelt, werden sie von den TDCs als unabhängige Signale interpretiert. Allgemein wird angenommen, dass wenn mehrere Driftzeiten pro Draht gemessen werden, so wird immer die kürzeste in die Clusterliste übernommen.

Die bereits erwähnten Störungen in der Driftkammer können auch blockartige Strukturen, wie in Abbildung 35(a), bilden. Um diese zu erkennen, wird ein Driftzeit-Histogramm mit 20 ns breiten Klassen erstellt. Hat eine Klasse gleich oder mehr als vier Einträge, so kann davon ausgegangen werden, dass kein echtes Driftereignis (Abbildung 35(b)) vorliegt.

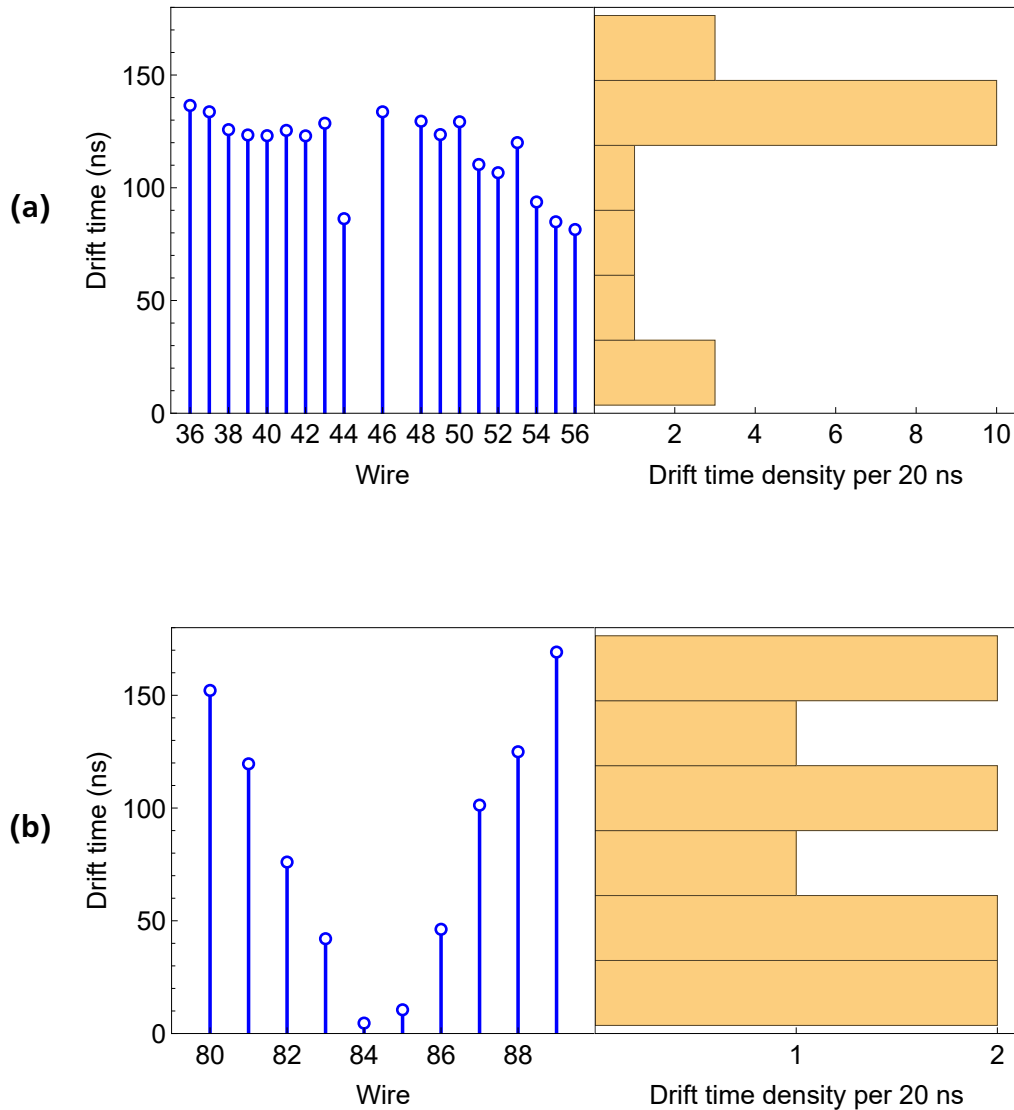


Abbildung 35: (a) Driftzeiten und deren Histogramm für ein Cluster, das als ungültig erkannt wird. Es ist kein typisches V-förmiges Muster zu erkennen.
(b) Ein vollständiges Driftcluster mit einem V-förmigen Muster.

5.2.3 Berechnung der Driftweg-Relation

Für die Berechnung des Durchstoßpunktes zwischen der Elektronenbahn und einer Driftkammer müssen die gemessenen Driftzeiten in den Driftweg umgerechnet werden. Die dazu notwendige Umrechnungsrelation kann auf mehreren Wegen bestimmt werden. So kann die Driftkammergeometrie in einem speziell für Driftkammern entwickeltem Simulationsprogramm

Garfield [63] nachgebildet und die Verteilung daraus berechnet werden. Für diese Methoden müssen alle Parameter, die einen Einfluss auf das elektrische Feld der Driftzelle oder die Gaszusammensetzung haben, bekannt sein. Der zweite Ansatz basiert auf einer Messung von Driftzeitverteilungen. Dabei ist die genaue Kenntnis aller Faktoren nicht nötig, da sie bereits in der Driftzeitverteilung eingeflossen sind.

Die Driftzeitverteilungen wurden aus einer Driftkammereffizienzmessung am ^{208}Pb -Target entnommen. Das Dipolmagnetfeld war auf einen Energiebereich von 20-24 MeV Anregungsenergie eingestellt. Das Anregungsspektrum von ^{208}Pb weist in diesem Bereich keine ausgeprägte Struktur auf [67]. Dadurch ist es möglich die Driftzellen homogen auszuleuchten, so dass eine Häufigkeitsverteilung über die auftretenden Elektronendriftzeiten entsteht. Ein Beispiel einer Driftzeitverteilung ist in [Abbildung 36](#) dargestellt.

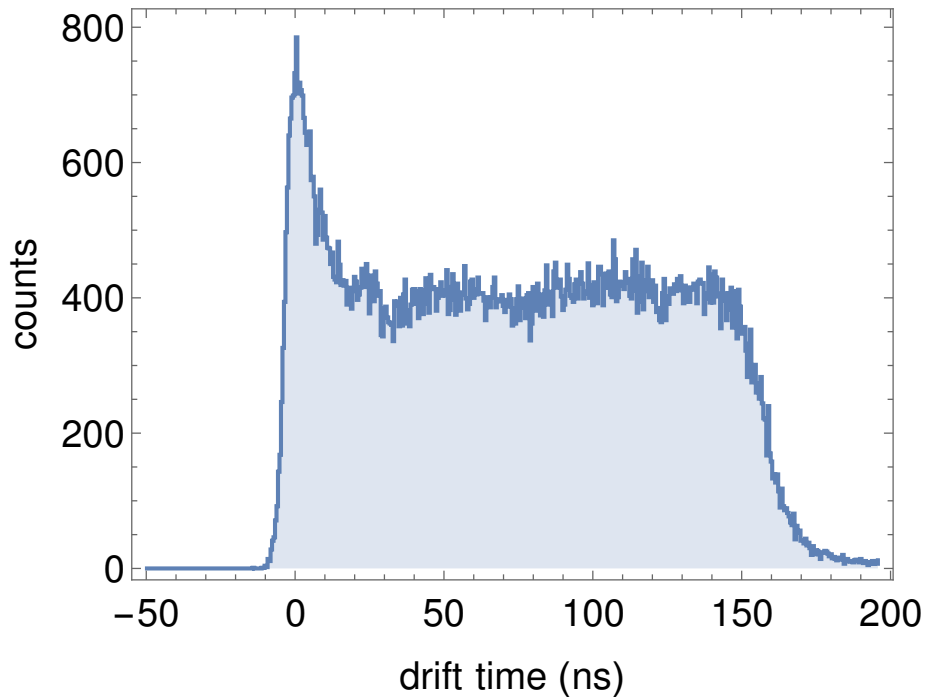


Abbildung 36: Typische Driftzeitverteilung eines Drahtes einer Vieldrahtdriftkammer. Der Peak bei 0 ns wird durch die starke Beschleunigung im nichtlinearen Bereich des elektrischen Feldes um den Zähl draht erzeugt.

Die Integration einer Driftzeitverteilung $p(t)$ führt zur benötigten Driftweg-Relation. Normiert mit dem Parameter c auf die Driftzellenhöhe, erlaubt sie eine direkte Berechnung des Driftweges aus der gemessenen Driftzeit.

$$z(t) = \frac{1}{c} \int_0^t p(t') dt'. \quad (12)$$

Allerdings stimmt diese Berechnung nur für einen festen Elektronenbahnwinkel. Je nach Winkel der Elektronenbahn unterscheidet sich die gemessene Driftzeit für den gleichen Durchstoßpunkt um mehrere Nanosekunden. Für die genaue Bestimmung des zur Drahtebene orthogonal gelegenen Driftweges $z(t)$ ist eine Korrektur der Driftzeit nötig. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten. So kann die Driftzelle geometrie mit Hilfe des Programms Garfield simuliert und die

Korrektur daraus für jeden Winkel berechnet werden. Wie oben bereits aufgeführt, berücksichtigt diese Methode allerdings nicht die geometrischen Ungenauigkeiten im realen Aufbau, sowie den Einfluss der Ausleseelektronik. In dieser Arbeit wurde deshalb auf eine Simulation verzichtet und stattdessen die Driftzeitverteilung für jeden Draht winkelaufgelöst in 1°-Schritten für den Winkelbereich von 30° bis 55° aufgenommen.

Um für jeden Winkel ausreichende Statistik zu erhalten und in den einzelnen Driftzeitverteilungen auftretende nichtstatistische Muster zu glätten, wurden zehn Driftzeitverteilungen von Drähten aus dem oberen Kammerende und zehn aus dem unteren Ende nach einer Normierung aufsummiert:

$$p_{\varphi=[30^\circ, 55^\circ]}(t) = \sum_{i \text{ Drähte oben}} \frac{p_{i,\varphi}(t)}{\|p_{i,\varphi}\|} + \sum_{i \text{ Drähte unten}} \frac{p_{i,\varphi}(t)}{\|p_{i,\varphi}\|}. \quad (13)$$

Im nächsten Schritt wurde an alle 26 Driftzeitverteilungen simultan eine Modellfunktion $p_{\text{fit},\varphi}(t)$ angepasst:

$$p_{\text{fit},\varphi}(t) = N_{\text{skewed}}(A_p, t_0, \sigma, s) + A_t N_{\text{CDF}}(t_0, \sigma_e, t) (1 - N_{\text{CDF}}(t_0 + l, \sigma_t, t)) \quad (14)$$

mit der kumulierten Verteilungsfunktion der Normalverteilung $N_{\text{CDF}}(\mu, \sigma, x)$

$$N_{\text{CDF}}(\mu, \sigma, x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right). \quad (15)$$

Dabei beschreibt der erste Summand den Peak der Driftzeitverteilung und der zweite das Plateau. Alle Parameter sind in [Tabelle 6](#) aufgelistet. Obwohl t_0 als freier Parameter behandelt wurde, ist der Verlauf nicht von dem Bahnwinkel φ abhängig und wurde nur als Indikator für eine gute Driftzeitangleichung betrachtet.

Für die Anpassung wurden die Datenbereiche (30-65) ns und (160-215) ns verwendet. Die Mitte wurde ausgelassen, da für Track-Winkel ab 50° keine vollständige Driftzeitverteilung aufgenommen werden kann, wenn man mindestens drei Drähte pro Driftcluster voraussetzt. Dadurch entsteht eine Delle im Bereich um 90 ns, die den Fit systematisch verfälscht. Das Weglassen dieses Bereichs hat keinen Einfluss auf die Anpassung, da in diesem Bereich keine Struktur beobachtet wird und für die Bestimmung des A_t -Parameters genügend Datenpunkte ab 160 ns zur Verfügung stehen. In [Abbildung 37\(a\)](#) sind zwei Driftzeitverteilungen und die entsprechenden Fit-Funktionen aus einer globalen Optimierung dargestellt.

Parameter	Bedeutung	Für alle gemeinsam / Frei
A_p	Peakfläche	Frei
t_0	Peakposition	Frei
σ	Peakbreite	Gemeinsam
s	Peakschiefe	Gemeinsam
A_t	Plateauhöhe	Frei
σ_e	Steilheit am Plateauanfang	Gemeinsam
σ_t	Steilheit am Plateauende	Gemeinsam
l	Plateaulänge	Gemeinsam

Tabelle 6: Parameter zur Bestimmung der Driftweg-Relation nach [Gleichung \(14\)](#). Gemeinsame Parameter sind für alle Driftzeitverteilungen gleich. Freie Parameter werden für jede Driftzeitverteilung angepasst, da sie (mit Ausnahme von t_0) vom Track-Winkel abhängen.

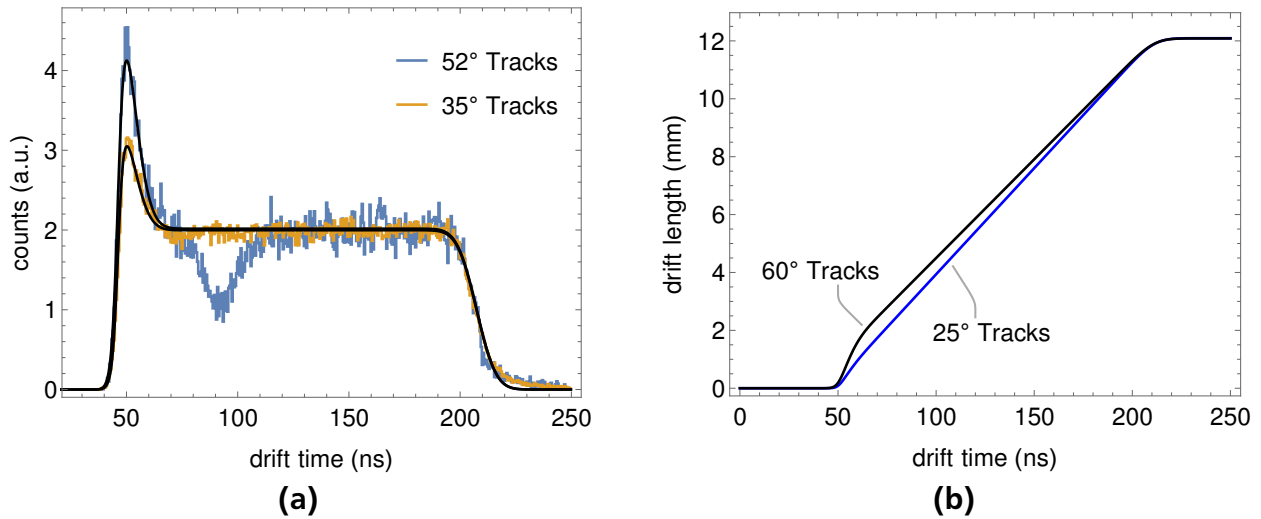


Abbildung 37: (a) Driftzeitverteilungen für Elektronen-Tracks mit einem Track-Winkel von 35° und 52°. Die durchgezogene Linie ist eine globale Fit-Funktion angepasst an 26 Driftzeitverteilungen. Der Bereich zwischen 65 ns und 160 ns wurde bei der Anpassung nicht verwendet um systematische Fehler zu vermeiden (siehe Text). (b) Die Driftzeit-Relation berechnet als Integral aus der globalen Fit-Funktion für zwei unterschiedliche Track-Winkel.

Entscheidend ist das Verhältnis $f_{\text{peak,tail}}(\varphi) = A_p(\varphi)/A_t(\varphi)$ welches in [Abbildung 38](#) gezeigt wird. An die Daten wurde eine quadratische Funktion angepasst, um statistische Unsicherheiten und mögliche Artefakte zu glätten und um Driftzeitverteilungen für Winkelbereiche kleiner 30° und größer 55° zu erzeugen.

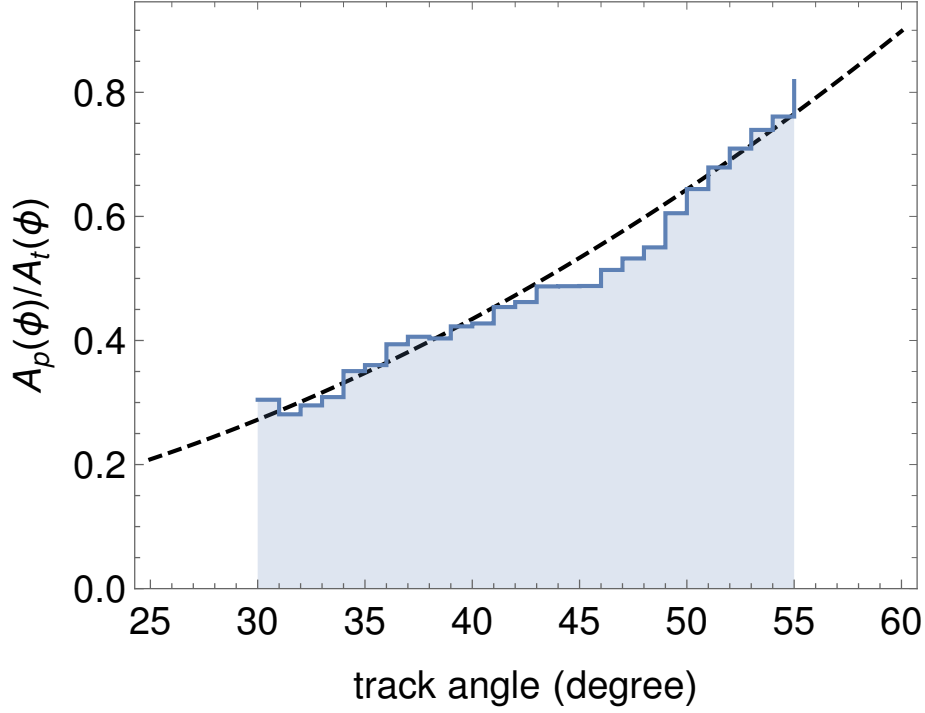


Abbildung 38: Das Peak zum Plateau-Verhältnis $A_p(\varphi)/A_t(\varphi)$ in blau und eine angepasste quadratische Funktion in schwarz gestrichelt.

Damit beschreibt $f_{\text{peak,tail}}(\varphi)$ den einzigen von φ abhängigen Teil der Modellfunktion (Gleichung (14)), so dass diese sich folgendermaßen umschreiben lässt:

$$p_{\text{fit}}(t, \varphi) = N_{\text{skewed}}(f_{\text{peak,tail}}(\varphi)A_t(\varphi), t_0, \sigma, s) + A_t N_{\text{CDF}}(t_0, \sigma_e, t)(1 - N_{\text{CDF}}(t_0 + l, \sigma_t, t)). \quad (16)$$

Gleichung (16) erlaubt die Berechnung von Driftzeitverteilungen für jeden Track-Winkel. Damit verfeinert sich auch die Berechnung des Driftzeitweges zu:

$$z(t, \varphi) = \frac{1}{c(\varphi)} \int_0^t p_{\text{fit}}(t', \varphi) dt' \quad (17)$$

Abbildung 37(b) zeigt beispielhaft den Verlauf von $z(t, \varphi)$ für $\varphi = 25^\circ$ bis $\varphi = 60^\circ$ und verdeutlicht die Wichtigkeit der Berücksichtigung des Track-Winkels. Für die Datenanalyse wurde eine zweidimensionale Tabelle in $\Delta t = 0.5$ ns und $\Delta \varphi = 1^\circ$ Schritten für eine schnelle Berechnung des Driftzeitweges erstellt. Der Driftweg zwischen den vorberechneten Werten wird durch bilineare Interpolation gewonnen.

5.2.4 Berechnung des Durchstoßpunktes

Die Berechnung des Durchstoßpunktes der Elektronenbahn durch eine Driftkammer erfolgt mit einem iterativen Algorithmus, der im Unterabschnitt 5.2.5 beschrieben ist. Dabei werden zuerst alle Driftzeiten innerhalb eines Clusters unter Verwendung von Gleichung (17) in Driftwege umgerechnet. Abbildung 39 zeigt ein Beispielcluster aus der X1-Driftkammer.

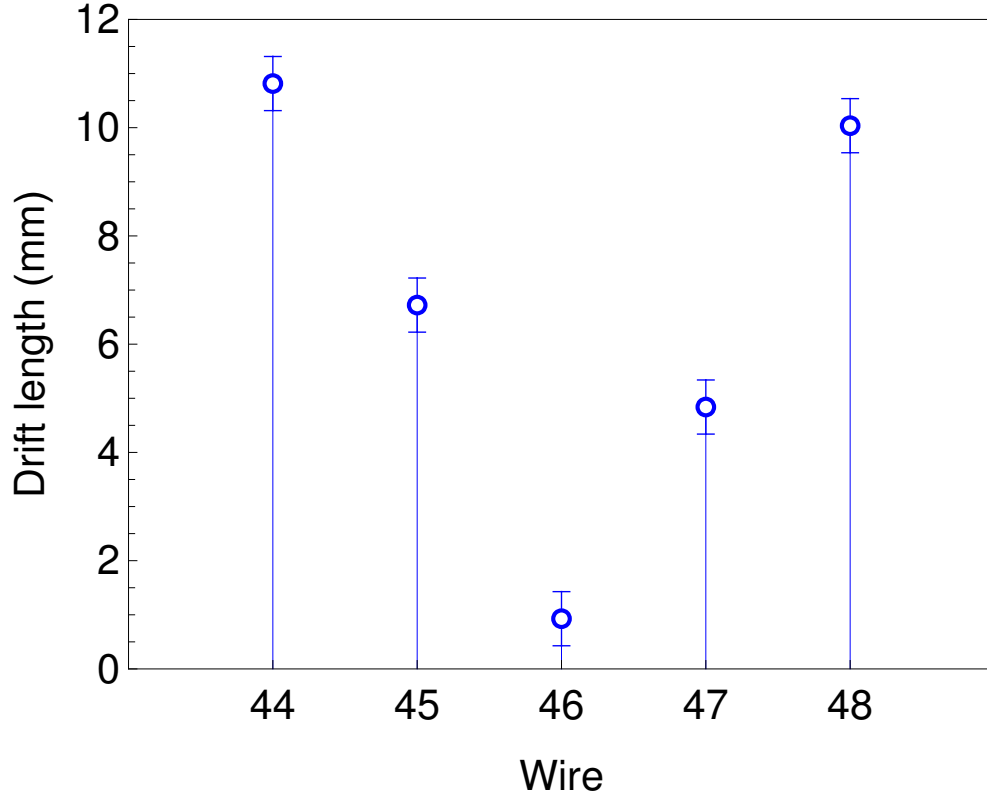


Abbildung 39: Driftzeiten eines durch den Cluster-Algorithmus erkannten Clusters mit der typischen V-Form.

Der Elektronen-Track wird durch lineare Regression bestimmt [41]. Dazu muss bei einem Teil der Drähte das Vorzeichen des berechneten Driftweges umgedreht werden, damit deren Verlauf eine Gerade ergibt. Da nicht feststellbar ist, welche Driftwege eines Clusters unter der Driftkammerebene verlaufen und welche darüber, werden mehrere Möglichkeiten ausprobiert. Dafür wird der Draht mit dem kleinsten Driftweg bestimmt. Anschließend werden fünf (bei kleineren Clustern maximal die Drahtanzahl) neue Clusterkandidaten erstellt. Bei jedem Clusterkandidaten wird die Position, ab der alle Driftwege das Vorzeichen wechseln, um eins erhöht.

Danach wird an jedem Clusterkandidaten eine lineare Regression durchgeführt und R_{adj}^2 - das angepasste Bestimmungsmaß - berechnet. Es ist ein Maß dafür, wie gut ein lineares Modell die Varianz der Datenpunkte beschreibt. Aus allen Clusterkandidaten wird das mit dem größten R_{adj}^2 -Wert für die Track-Berechnung übernommen. Beispiele in [Abbildung 40](#) verdeutlichen die Prozedur für drei Möglichkeiten. Der Draht 45 hat den kürzesten Driftweg. Damit werden drei Clusterkandidaten erstellt:

$$\begin{aligned}
 \text{cluster}_1 &= ((43, z_{43}), (44, -z_{44}), (45, -z_{45}), (46, -z_{46}), (47, -z_{47})) \\
 \text{cluster}_2 &= ((43, z_{43}), (44, z_{44}), (45, -z_{45}), (46, -z_{46}), (47, -z_{47})) \\
 \text{cluster}_3 &= ((43, z_{43}), (44, z_{44}), (45, z_{45}), (46, -z_{46}), (47, -z_{47})).
 \end{aligned} \tag{18}$$

Der Cluster cluster_2 hat den größten R_{adj}^2 Wert und wird damit als Lösung ausgewählt. Die lineare Regression liefert eine Geradengleichung

$$z = a_1 x + a_0 \tag{19}$$

aus der der Schnittpunkt x mit der Kammerebene und der Bahnwinkel φ bestimmt werden

$$x = -\frac{a_0}{a_1}, \quad \varphi = \arctan a_1. \quad (20)$$

Bei der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, dass Bahntrajektorien nur innerhalb eines Winkelquadranten liegen. Das ist damit begründet, dass Elektronenbahnen aus dem Spektrometer nur Winkel zwischen 25° und 70° besitzen können. Damit werden Cluster, die durch Untergrundstrahlung verursacht wurden, möglicherweise ein falscher Winkel zugeordnet. Deswegen werden solche Tracks, wie im nächsten Abschnitt dargestellt, durch die Straffunktion Gleichung (24) aussortiert.

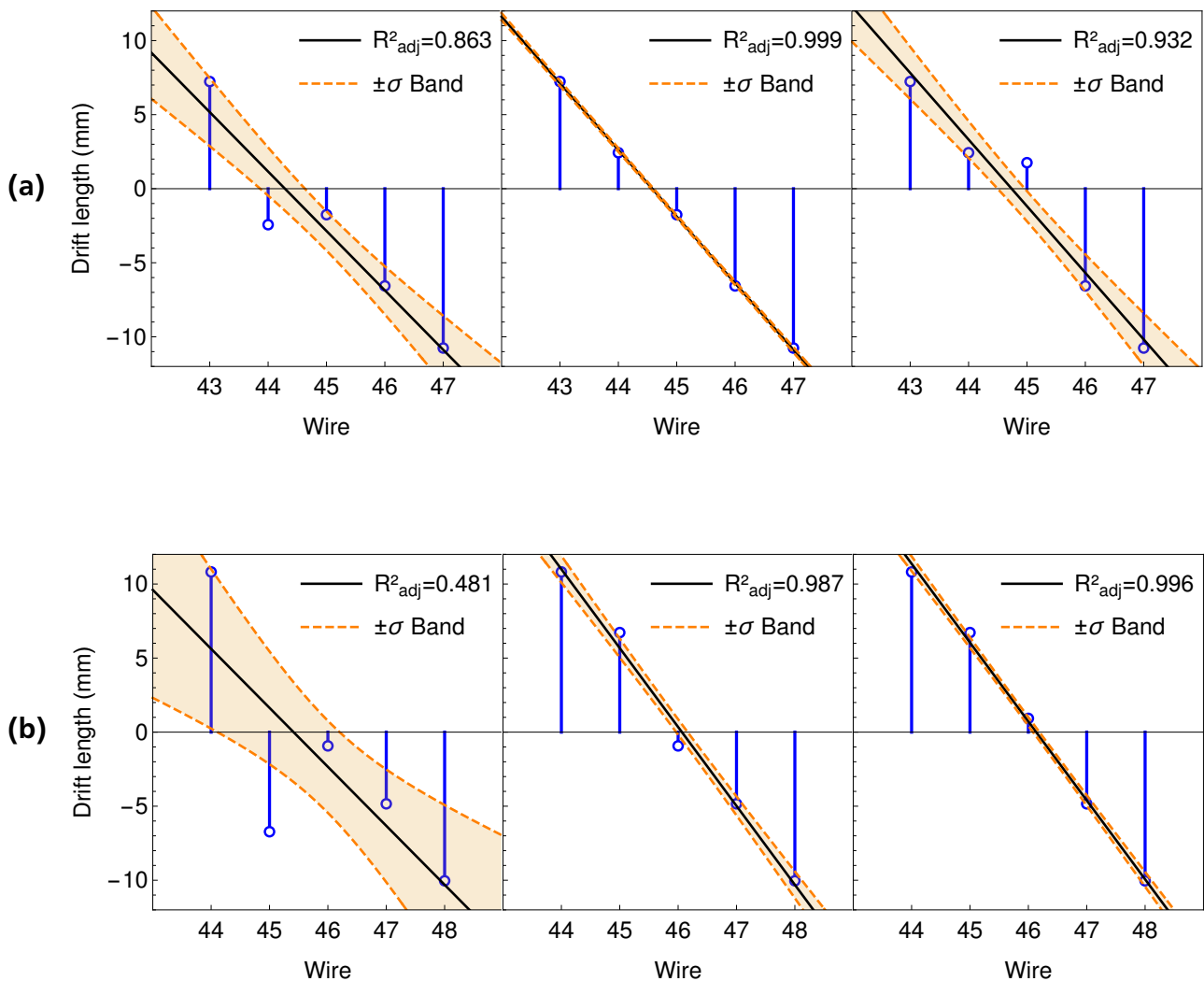


Abbildung 40: (a)/(b) Zwei Beispiele für die Berechnung des Schnittpunktes einer Elektronenbahntrajektorie durch eine Driftkammer. Das Vorzeichen von gemessenen Driftwegen wird ab dem zweiten, dritten oder vierten Draht umgedreht. Die Anordnung, für die die lineare Regression die beste Übereinstimmung liefert, wird weiterverwendet: Kandidat 2 für (a) und Kandidat 3 für (b).

5.2.5 Berechnung der Elektronentrajektorie

Die Elektronentrajektorie wird aus den gemessenen Koordinaten X_1 , U und X_2 bestimmt. Für die nachfolgende Beschreibung ist eine eindeutige Definition des Koordinatensystems notwendig. Die X -Achse liegt orthogonal zu den Drähten der X_1 -Kammer und verläuft vom ersten Draht ab in Richtung des kleineren Impulses. Daraus folgend können x_1 -Koordinaten nur Werte zwischen 0 mm und 960 mm annehmen. Da die X_2 -Kammer gegenüber der X_1 -Kammer nach oben versetzt ist, sind auch negative x_2 -Werte möglich. Die nichtdispersive y -Koordinate ist nur in der U -Ebene definiert und teilt diese symmetrisch entlang der Kammer auf. Gemessen wird allerdings nur die U -Koordinate.

Die Berechnung der Trajektorie läuft iterativ und in mehreren Schritten ab. Zuerst werden für jede Driftkammer c eine Liste mit Driftclustern $\text{clusters}(c)$ erstellt. Wurden in einer der Kammern keine Cluster detektiert, so kann keine Trajektorie bestimmt werden und das Event gilt als leer. Das ist dann der Fall, wenn die Driftkammereffizienz zu niedrig ist um Driftcluster zu erzeugen oder die Datenauslese durch eine zufällige Koinzidenz getriggert wurde.

Bei hohen Zählraten oder einem starken Strahlungsuntergrund kommt es vor, dass pro Driftkammer mehrere Cluster gefunden werden. In diesen Fall wird in einer Dreifachschleife über die einzelnen Cluster i, j, k der drei Clusterlisten eine Kombination $\{\text{clusters}(0, i), \text{clusters}(1, j), \text{clusters}(2, k)\}$ erstellt. Jede Clusterkombination entspricht einem Track-Kandidaten.

Da die Bestimmung der Ortskoordinaten in den Driftkammern vom Track-Winkel abhängt und dieser erst berechnet werden muss, erfolgt die Ortsberechnung iterativ. Im ersten Schritt werden unter der Annahme eines Initialwinkels $\varphi_0 = 42^\circ$ die Positionen x_{X_1}, x_{X_2}, u mit dazugehörigen Track-Winkeln $\varphi_{X_1}, \varphi_{X_2}, \varphi_U$ für die einzelnen Kammern bestimmt. Anschließend wird aus den Koordinaten x_{X_1} und x_{X_2} und dem Driftkammernabstand die erste Iteration des Track-Winkels berechnet:

$$\varphi_1 = \arctan \frac{z_{X_1, X_2}}{x_{X_2} - x_{X_1}}. \quad (21)$$

In der zweiten Iteration werden die Ortskoordinaten unter Verwendung des Track-Winkels φ_1 bestimmt. Eine dritte Iteration führt zu keiner genaueren Positionsbestimmung, da die Positionsänderung $(x_{X_1, n+1} - x_{X_1, n})$ für die nächsten Iterationsschritte n um Null variiert.

Innerhalb der Iterationsschleife wird auch die y -Koordinate berechnet. Zuerst wird die x -Koordinate des Durchstoßpunktes durch die U -Ebene bestimmt:

$$x_U = x_{X_1} + \frac{z_{X_1, U}}{z_{X_1, X_2}}(x_{X_2} - x_{X_1}). \quad (22)$$

Anschließend kann der Schnittpunkt zwischen u - und x_U und daraus der y -Wert berechnet werden:

$$y = 2((x_{X_1, U} + u) - x_U) + y_{\text{offset}}. \quad (23)$$

Dabei ist $x_{X_1, U} = 27.7$ mm der X -Abstand zwischen den ersten Drähten der X_1 - und U -Ebenen. Der Offset $y_{\text{offset}} = 60$ mm schiebt den Achsennullpunkt in die Mitte der 120 mm breiten Driftkammer.

Falls der Track innerhalb eines definierten Bereichs von $20^\circ \leq \varphi \leq 70^\circ$ und $-70 \text{ mm} \leq y \leq 70 \text{ mm}$ liegt, wird die ausgewertete Clusterkombination als ein Track-Kandidat in einer Liste abgespeichert. Der Gültigkeitsbereich wurde absichtlich etwas größer definiert, als gültige Tracks geometrisch bedingt haben können. Ereignisse in diesem Parameterbereich kommen definitiv nicht aus dem Spektrometer und dienen der Untergrundanalyse während des Experiments.

Um zu beurteilen welche Clusterkombinationen am wahrscheinlichsten einen gültigen Track ergeben, wird jedem Track-Kandidaten ein Straffunktionswert zugewiesen. Diese ist wie folgt definiert:

$$\text{penalty} = (\varphi - \varphi_{X1})^2 + (\varphi - \varphi_U)^2 + (\varphi - \varphi_{X2})^2. \quad (24)$$

Dabei sind φ_{X1} , φ_U und φ_{X2} die Track-Winkel, die aus dem Regressionsalgorithmus bei Clusterpositionsbestimmung mitberechnet werden, und φ der Track-Winkel nach [Gleichung \(21\)](#). Die Differenz der Verteilung von Track-Winkeln aus den einzelnen Driftkammern ist in [Abbildung 41](#) zu sehen. Die Halbwertsbreite der Verteilungen beträgt 1.8° für die X1U- und 1.4° für die X2-Ebene.

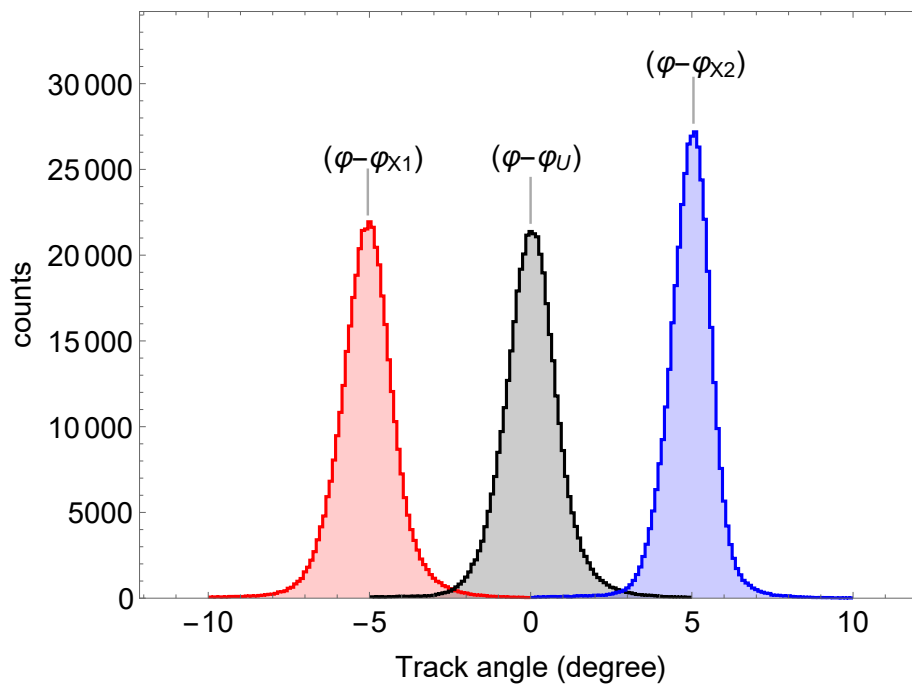


Abbildung 41: Differenzverteilung zwischen den Track-Winkeln berechnet aus der Driftweg-Regression und aus den beiden Durchstoßpunkten in den Ebenen X1 und X2 nach [Gleichung \(21\)](#). Zur besseren Übersicht wurden die Verteilung für die X1- und X2-Ebenen um -5 ns respektive $+5 \text{ ns}$ verschoben. Kleinere Drahtabstände in der X2-Kammer führen zu einer genaueren Winkelbestimmung durch den Regressionsalgorithmus von 1.4° (FWHM) in der X2-Ebene im Vergleich zu 1.8° (FWHM) in der X1U-Ebene.

Die Track-Kandidaten werden nach dem Strafwert aufsteigend sortiert. Der oberste Eintrag wird als eine echte Trajektorie für die weitere Analyse übernommen. Aufgrund von Doppelerignissen kann es vorkommen, dass unter den restlichen Track-Kandidaten noch eine weitere echte Trajektorie vorliegt. Allerdings nicht unbedingt auf dem ersten Listenplatz. Zuerst müssen alle Track-Kandidaten, die aus Clustern bestehen, die auch für die erste Trajektorie verwendet

wurden, aus der Liste entfernt werden. Erst dann kann der erste Listeneintrag als eine weitere Trajektorie übernommen werden.

Anschließend wird ein Schwellenwert für den Strafwert eines Tracks gesetzt, welche Track-Kandidaten akzeptiert werden. Ein sicherer Wert, der auch für die weitere Auswertung der Daten verwendet wurde, ist 75. Damit erlaubt man für jedes Cluster 5° Winkelabweichung, was bedeutet, dass ungefähr 1% der Tracks aussortiert wird. Der genaue Wert variiert je nach Experiment.

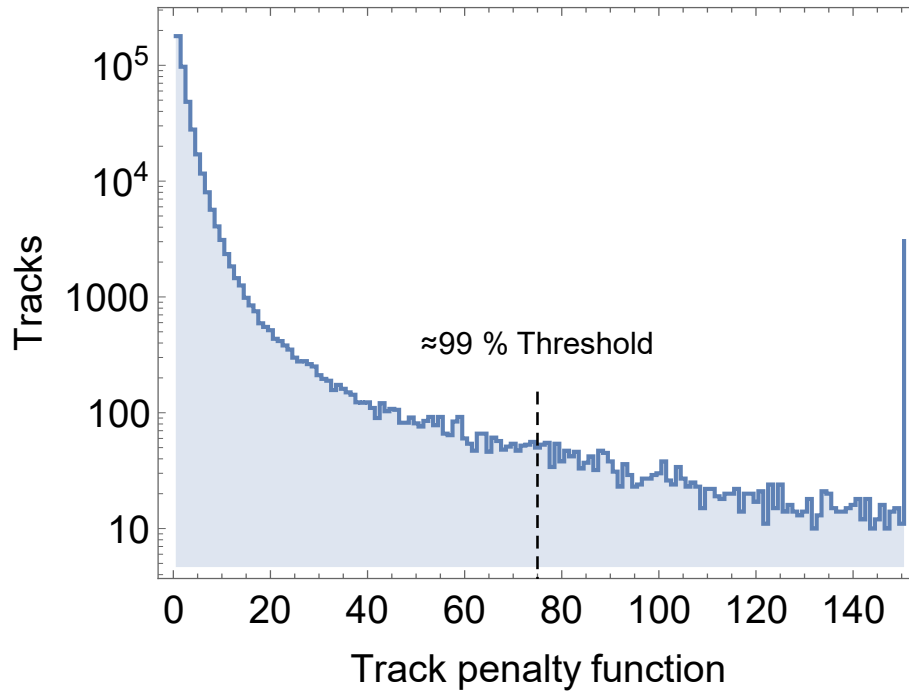


Abbildung 42: Häufigkeitsverteilung von Straffunktionswerten beispielhaft für das Testexperiment an ^{12}C . Tracks, deren Straffunktionswert über 75 liegt, werden verworfen. Der Peak am Ende des Spektrums beinhaltet alle Tracks, die außerhalb des dargestellten Bereichs liegen.

Eine weitere interessante Möglichkeit die sich aus [Abbildung 41](#) ableiten lässt, ist der Verzicht auf die X1-Kammer, wenn der Track-Winkel $\varphi = \varphi_{\text{X2}}$ gesetzt wird. Stichprobentests an verschiedenen ^{12}C -Runs haben gezeigt, dass damit immer noch eine Energieauflösung von $8 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden kann. Spielt die Rückstoßkorrektur keine Rolle, wie es bei schweren Kernen der Falls ist (siehe [Tabelle 7](#)), kann auch auf die U-Ebene verzichtet werden. Abgesehen von verschlechterter Energieauflösung, führt dieser Betriebsmodus auch zu viel höherem Untergrund durch fälschlich erkannte Tracks, da die Dreifachkoinzidenz aus X1U-X2-Kammern fehlt.

5.3 Software-Korrektur der Spektrometer-Optik

Für die Berechnung der Impulsablage in der Fokalebene gibt es mehrere Methoden, die in der Vergangenheit am QCLAM-Spektrometer eingesetzt wurden [22, 33]:

1) Bestimmung der Fokalebene im Raum und das Berechnen des Schnittpunktes jeder einzelnen Trajektorie mit dieser. Diese Methode hat den Vorteil, dass sie anschaulich und leicht zu implementieren ist. Der Nachteil ist allerdings, dass ein Modell der Fokalebene angenommen werden muss. Im einfachsten Falls ist es eine quadratische Funktion. Mögliche Unsicherheiten in der Lage der Fokalebene wirken sich auf das komplette Energiespektrum aus.

2) Es wird auf eine explizite Berechnung der Fokalebene verzichtet, stattdessen wird die Korrektur direkt im x_1 - φ -Koordinatensystem durchgeführt. Dazu wird über das gemessene, verzerrte Feld ein Gitter aufgespannt, wobei für jedes Gitterfeld eine Verschiebungskorrektur berechnet wird. Diese Methode ist aufwendiger zu implementieren und kann erst nach einer Messung angewandt werden. Der große Vorteil ist, dass die Korrekturen lokal wirken und somit prinzipiell eine höhere Ortsauflösung als bei der ersten Methode möglich ist.

3) Wie bei Methode 2 wird eine Korrektur direkt im x_1 - φ -Koordinatensystem durchgeführt. Dazu werden Korrekturfunktionen für x_1 und φ als Polynome höherer Ordnung berechnet. Diese Methode kann bei genügend hoher Polynomordnung auch lokale Abweichungen in der Fokalebene beschreiben. Allerdings muss einerseits darauf geachtet werden, dass genügend Datenpunkte vorhanden sind und andererseits keine Überanpassung stattfindet.

In dieser Arbeit wurden Methoden 1) und 3) in das QCLAMon-Programm integriert. Nach dem Durchführen einer Lochblendenmessung wird die Methode 3) verwendet. Ist keine Lochblendenmessung vorhanden, kann die Methode 1) verwendet werden, insbesondere da sie sich unkompliziert für verschiedene Quadrupol-Dipol-Strom-Verhältnisse parametrisieren lässt.

5.3.1 Bestimmung der Fokalebene

Zur Bestimmung der Fokalebene wird die an den Dipol- und Quadrupolmagneten anliegende Stromstärke in einem festen Verhältnis so verstellt, dass die elastische Linie über den kompletten Akzeptanzbereich verschoben wird. Für jede Stromeinstellung werden Schnittpunkte zwischen berechneten Tracks bestimmt und in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Bei einer perfekten Apparatur würden sich alle Tracks einer Energie in einem Punkt schneiden, wie in [Abbildung 43\(a\)](#) symbolisiert. Im realen Aufbau ist dieser Punkt infolge von nichtlinearen Effekten der Magneto-optik, der Unsicherheiten in der Strahlenergie und der Position des Strahlflecks auf dem Target, den Aufstreueffekten in der Vakuumabschlussfolie und den Detektorfolien, sowie der limitierten Ortsauflösung, verschmiert ([Abbildung 43\(b\)](#)). Dennoch gibt es einen maximalen Punkt, der als ein Fokalkpunkt angesehen werden kann. Für die Auswertung wurde die Position der Histogrammkategorie mit der höchsten Anzahl von Einträgen als der Fokalkpunkt für die jeweilige Magnetfeldeinstellung verwendet. Der Verlauf der auf dieser Weise bestimmten Fokalkpunkte entspricht der Fokalebene, wie in [Abbildung 44](#) gezeigt.

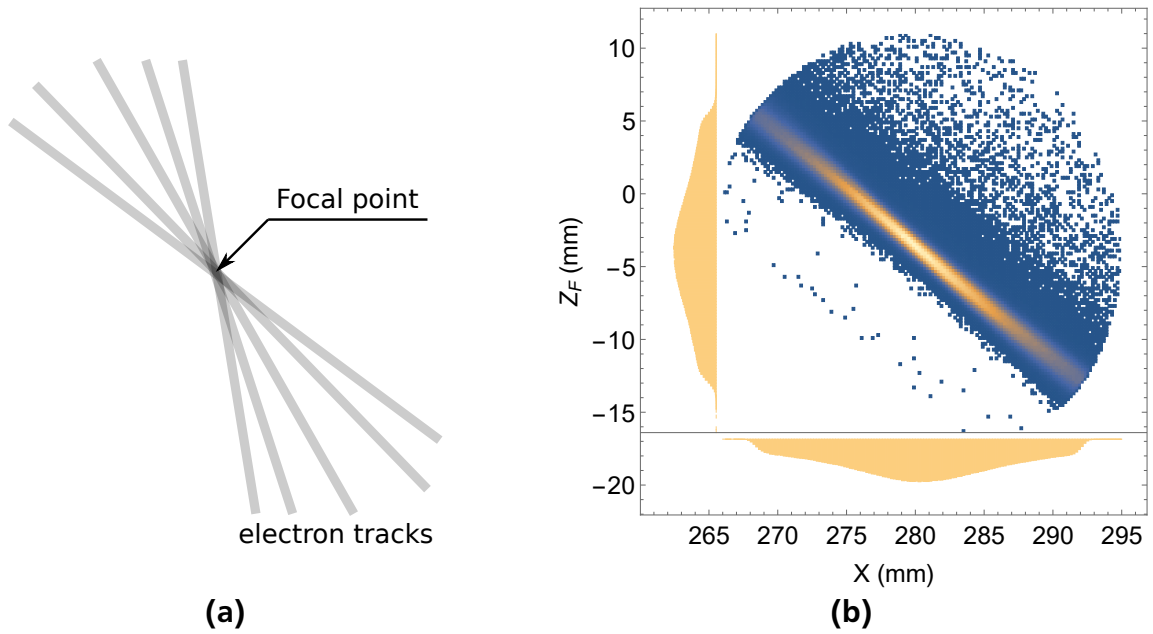


Abbildung 43: (a) Schnittpunkt von fünf Elektronenbahnen. (b) Histogramm für Schnittpunkte zwischen einzelnen Elektronenbahnen aus der ^{12}C -Testmessung. Das Maximum in der Verteilung wird als der Fokalfunkt interpretiert. Aufgrund der endlichen Detektorauflösung, der Unsicherheiten in der Strahlenergie und der Position des Strahlflecks auf dem Target, sowie weiteren Effekten, ist der Schnittpunkt ausgedehnt.

Die einzelnen Datenpunkte der Fokalebene lassen sich gut durch eine quadratische Funktion

$$z_F(x) = c(x - x_{F,0})^2 + z_{F,0} \quad (25)$$

beschreiben. Dabei wird jegliche Abhängigkeit von der y-Koordinate vernachlässigt.

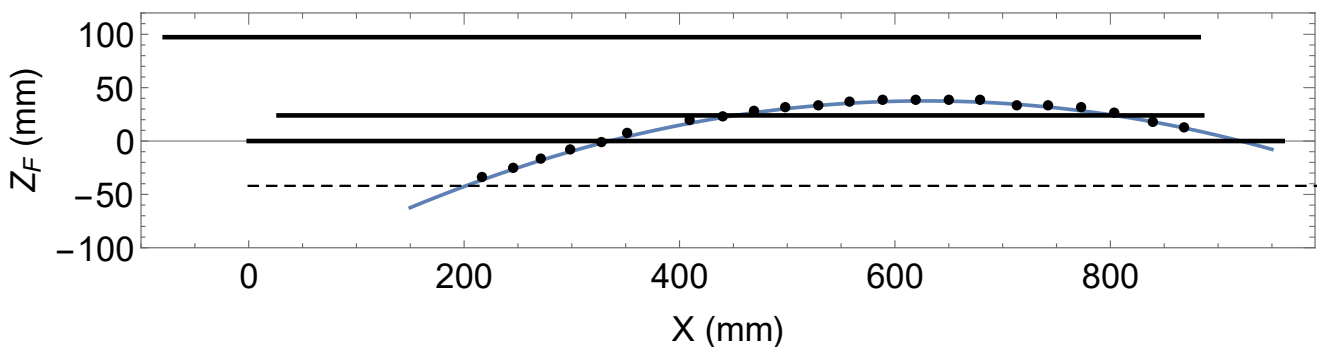


Abbildung 44: Position der Fokalebene für das Quadrupol-Dipolmagnetstrom-Verhältnis (QDV) von 1.25 und Strahlenergie von 42.5 MeV. Die Grafik hat das richtige Seitenverhältnis, um die Krümmung der Fokalebene so zu sehen, wie sie tatsächlich ist. Die Position der Vakuumabschlussfolie ist als eine gestrichelte Linie dargestellt, die der Driftkammern als durchgezogene schwarze Linien.

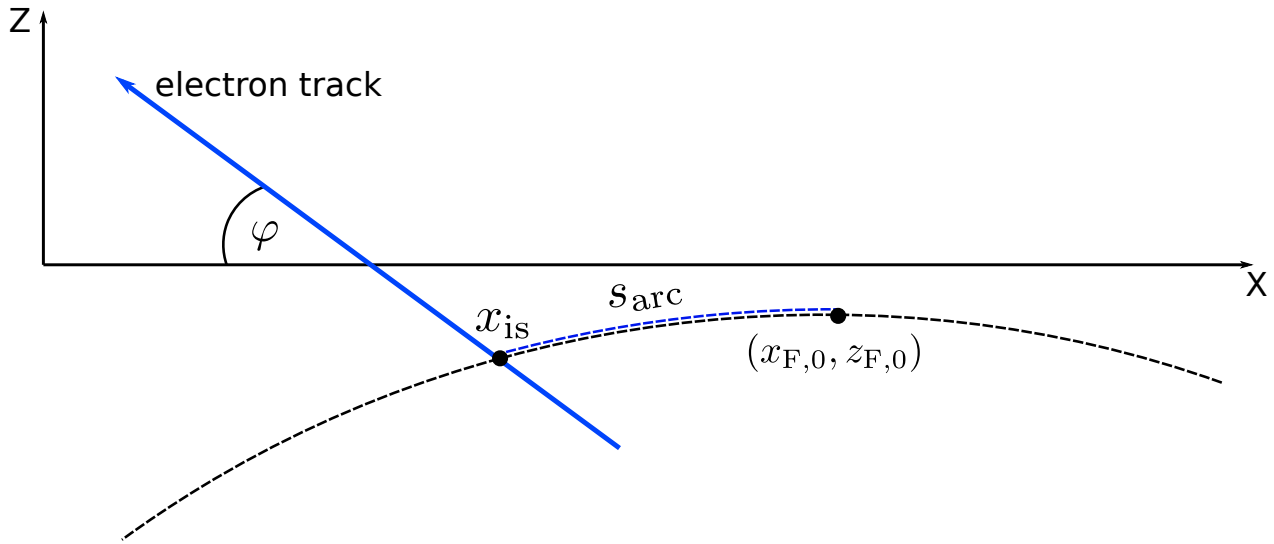


Abbildung 45: Schematische Darstellung des Schnittpunktes einer Elektronentrajektorie mit einer Fokalebene. Die Bogenlänge s_{arc} ist direkt proportional zum Elektronenimpuls.

Der Schnittpunkt zwischen der Fokalebene und den Tracks ([Gleichung \(19\)](#)) berechnet sich wie folgt

$$x_{\text{is}} = \frac{(a_1 + 2c_F x_{F,0} + \sqrt{D})}{2c_F} \quad (26)$$

mit einer positiven Diskriminante

$$D = a_1^2 + 4a_0c_F + 4a_1c_Fx_{F,0} - 4c_Fz_{F,0}. \quad (27)$$

Die Schnittpunktkoordinate muss anschließend auf das krumme Koordinatensystem der Fokalebene transformiert werden. Dazu wird die Länge des Parabelbogens s_{arc} zwischen dem Scheitelpunkt der Fokalebenenparabel und dem Schnittpunkt berechnet (siehe [Abbildung 45](#))

$$s_{\text{arc}} = \frac{1}{2}(x_{\text{is}} - x_{F,0})t + \frac{\log(2c_F(x_{\text{is}} - x_{F,0}) + t)}{4c_F} \quad (28)$$

mit der Hilfsgröße t

$$t = \sqrt{1 + 4c_F^2(x_{\text{is}} - x_{F,0})^2}. \quad (29)$$

Die berechnete Bogenlänge ist bis auf Korrekturen höherer Ordnung direkt proportional zum Elektronenimpuls. Aus praktischen Gründen wird sie mit einem Offset versehen, damit das Spektrum nur positive Werte aufweist.

$$x_f = s_{\text{arc}} + 500 \text{ mm} \quad (30)$$

Die Position der Fokalebene im Raum ist abhängig von dem Quadrupol-Dipolmagnetstrom-Verhältnis (QDV), wie [Abbildung 46](#) illustriert.

Während eines Experiments ist es praktisch nach dem Einstellen beliebigen Quadrupol-Dipolmagnetstrom-Verhältnisses sofort das Energiespektrum beurteilen zu können. Dafür müssen aber bereits die entsprechenden Korrekturen angewandt werden. Um dennoch die Lage der Fokalebene für jedes QDV abschätzen zu können, wurde die Abhängigkeit der Fokalebenenparameter c , $x_{F,0}$, $z_{F,0}$ vom QDV betrachtet. Da nur die in [Abbildung 46](#) dargestellten Messungen zur Verfügung standen, wurde auf eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit verzichtet und ein lineares Modell angenommen. Während einer zukünftigen Strahlzeit sollten zusätzliche Daten für andere Strahlenergien aufgenommen werden, um diese Annahme zu verifizieren und gegebenenfalls die Anpassung um eine komplexere Funktion mit der Einschussenergieabhängigkeit zu erweitern.

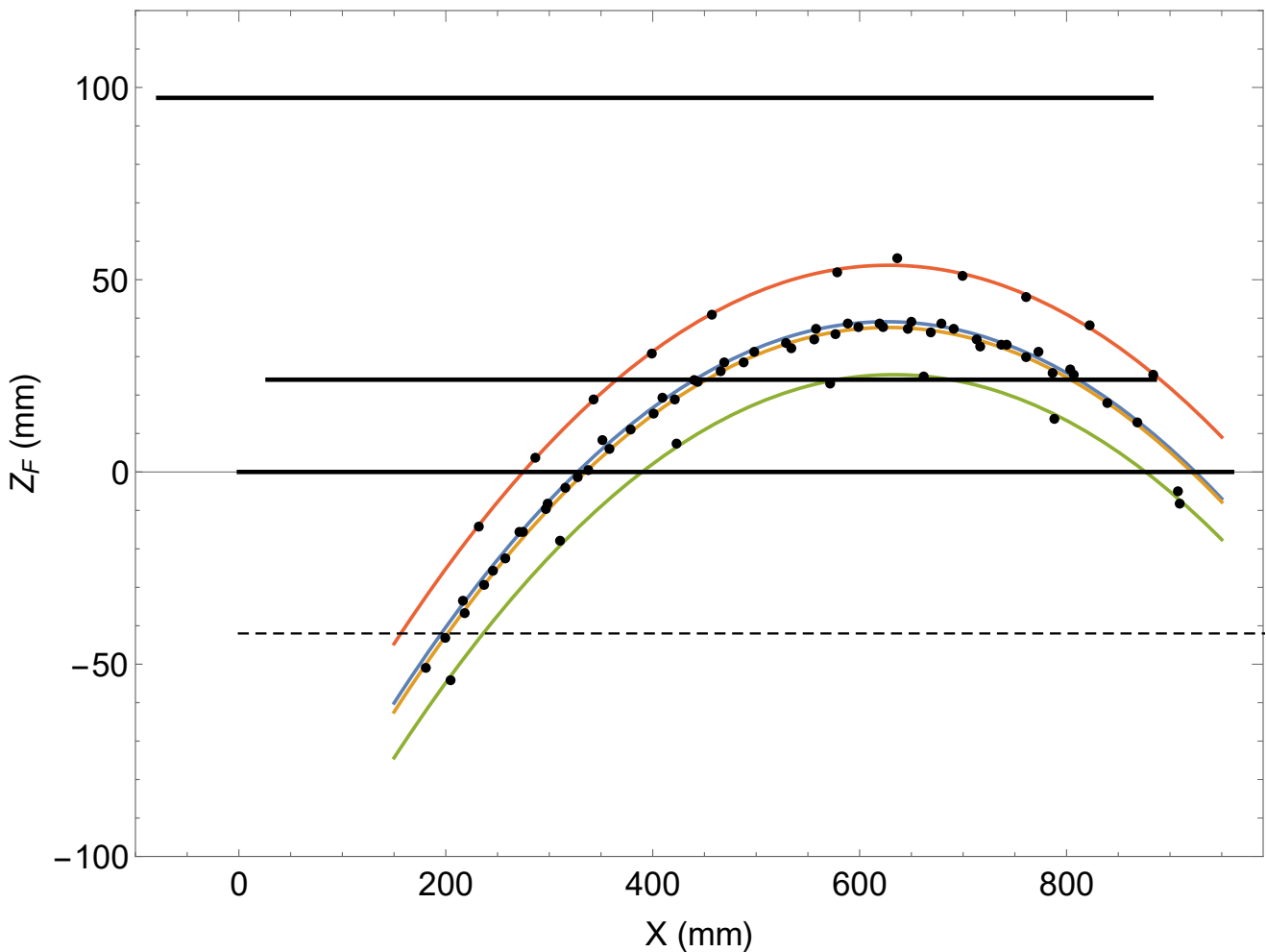


Abbildung 46: Position der Fokalebene für (von oben nach unten) (QDV=1.35, $E_{\text{beam}}=62.5$ MeV), (QDV=1.25, $E_{\text{beam}}=42.5$ MeV), (QDV=1.25, $E_{\text{beam}}=62.5$ MeV) und (QDV=1.15, $E_{\text{beam}}=62.5$ MeV). Die Position der Fokalebene hängt stark vom Quadrupol-Dipolmagnetstrom-Verhältnis und etwas von der Einschussenergie ab, wie Messreihen bei 42.5 MeV und 62.5 MeV verdeutlichen. Die Position der Vakuumabschlussfolie ist als eine gestrichelte Linie dargestellt, die der Driftkammern als durchgezogene schwarze Linien.

Die lineare Parametrisierung ist durch folgende Gleichungen gegeben

$$\begin{aligned}x_{F,0}(\text{QDV}) &= (646.8 \pm 20.7) + (-14.8 \pm 16.2) \cdot \text{QDV}, \\z_{F,0}(\text{QDV}) &= (-141.3 \pm 5.0) + (144.4 \pm 3.9) \cdot \text{QDV}, \\c(\text{QDV}) &= (-0.00044 \pm 0.00008) + (0.00000 \pm 0.00006) \cdot \text{QDV}.\end{aligned}\tag{31}$$

Im Wesentlichen zeigen die Gleichungen, dass die Krümmung der Fokalebene von QDV unabhängig ist und die Position entlang des Detektors ebenfalls stabil bleibt. Der letzte Punkt ist eine Bestätigung dafür, dass die Driftkammern unter dem richtigen Winkel bezüglich der Fokalebene eingebaut wurden [3]. Mit dem $z_{F,0}(\text{QDV})$ -Parameter lässt sich die Fokalebene verschieben, es sollte allerdings bedacht werden, dass zu starke Überfokussierung die Raumwinkelakzeptanz geometrisch beschneidet. Lochblendenmessungen während der Teststrahlzeit haben gezeigt, dass ein QDV-Wert von 1.10 – 1.15 einen guten Kompromiss aus Raumwinkelakzeptanz und Streuwinkelauflösung darstellt.

5.3.2 Korrektur der dispersiven Koordinate

Wird eine elastische Linie mit Hilfe des Dipolmagnetfeldes über die komplette Fokalebene verschoben und die gemessenen disperseive Koordinate x gegen den Track-Winkel φ aufgetragen, erscheinen diese als stark gekrümmte Linien, wie in [Abbildung 47\(a\)](#) dargestellt. Da in der Regel die Energiekalibrierung direkt an dem gemessenen Spektrum mit Energien von bereits bekannten angeregten Zuständen durchgeführt wird und das Arbeiten auf einem eindimensionalen Spektrum am einfachsten ist, bedarf es einer Korrektur. Diese sollte die gemessene Koordinate x in eine neue Größe x_{corr} transformieren, die nur von der Elektronenenergie abhängt. Eine elastische Linie erscheint dann im $x_{\text{corr}}-\varphi$ -Plot als eine senkrechte Gerade.

Für jede in [Abbildung 47\(a\)](#) dargestellte elastische Linie wurde eine Sollposition festgelegt. Dabei wurde ein äquidistanter Abstand so angepasst, dass die nötige Korrekturverschiebung für alle Datenpunkte minimal ist. Diese Wahl legt gleichzeitig auch fest, dass die neue Koordinate x_{corr} linear von der Dipolstromstärke abhängt. Da das Magnetfeld des Dipols und Quadrupols ebenfalls linear vom Magnetfeld abhängen [3], wird bereits an dieser Stelle sichergestellt, dass die spätere Energiekalibrierung des Spektrums linear sein wird.

Für die Durchführung der Korrektur wurde ein polynomiales Modell der Form

$$x_{\text{corr}} - x = \sum_{i=0}^P \sum_{j=0}^P R_{i,j} x^i \varphi^j + \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 T_{i,j,k} x^i \varphi^j y^k \tag{32}$$

verwendet. Dabei wurde das Modell an die Abweichung der einzelnen Datenpunkte von der Sollposition angepasst. Als Optimierer wurde die NonlinearModelFit-Funktion in Wolfram Mathematica 12.0 benutzt [54]. Alle Datenpunkte wurden gleich gewichtet. Im Wesentlichen reicht der erste Summand für eine Korrektur bereits aus. Die y -Abhängigkeit führt nur zur einer Verbesserung von etwa 30 % bezogen auf das Residuum zur Sollposition. Daher wurde nur eine lineare Abhängigkeit von y eingeführt um die Parameteranzahl nicht weiter zu erhöhen. Das Resultat der Korrektur ist in [Abbildung 47\(b\)](#) dargestellt. Alle Datenpunkte wurden wie gefordert vertikal ausgerichtet, so dass x_{corr} bis auf einen Eichfaktor direkt dem Elektronenimpuls entspricht.

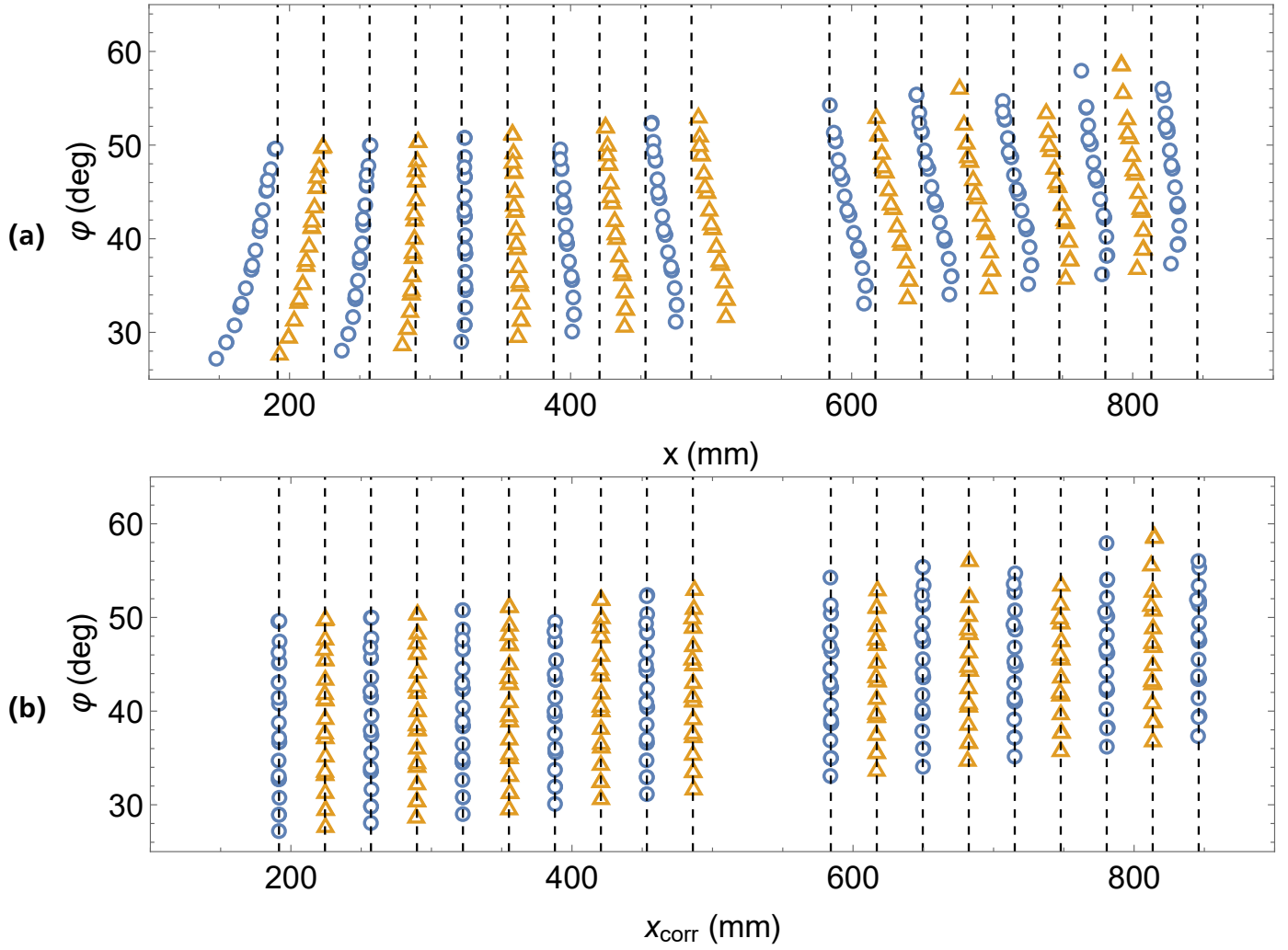


Abbildung 47: (a) Die (x, φ) -Daten aus der (x, φ, y) -Trippelliste, die während einer Lochblendenmessung bestimmt wurde (Unterabschnitt 5.1). Dabei wurde der Dipolmagnetstrom in 1 A -Schritten erhöht (QDV=1.25). Die Lücke bei 550 mm wurde durch ein defektes Driftkammersignalkabel verursacht, so dass dort keine Daten aufgenommen werden konnten. Die senkrechten Linien stellen eine Sollposition für jede elastische Linie dar. Die Datenpunkte mit Kreismarkern wurden für die Berechnung der Korrekturfunktion verwendet, Datenpunkte mit Dreiecksmarkern als Kontrolldatensatz. (b) Elastische Linien aus (a) nach der Linienkorrektur nach Gleichung (32) für $P = 5$.

Für die Beurteilung der Rekonstruktionsgüte und die Auswahl der geeigneten Polynomordnung P , wurden die vorhandenen elastischen Linien in zwei Datensätze aufgeteilt (siehe Abbildung 47). Der erste Datensatz wurde verwendet um die Polynomkoeffizienten zu bestimmen und der zweite zur Kontrolle. In Abbildung 48 ist die empirische Standardabweichung von rekonstruierten Datenpunkten zur Sollposition in Abhängigkeit vom Parameter P aufgetragen. Erwartungsgemäß wird die Abweichung mit höheren Polynomordnung immer besser, allerdings neigt die Polynomfunktion zum Überspringen zwischen den Datenpunkten, so dass die Korrekturgüte für den Testdatensatz sinkt. Der Abbildung entsprechend wurde für die Auswertung $P = 5$ gesetzt.

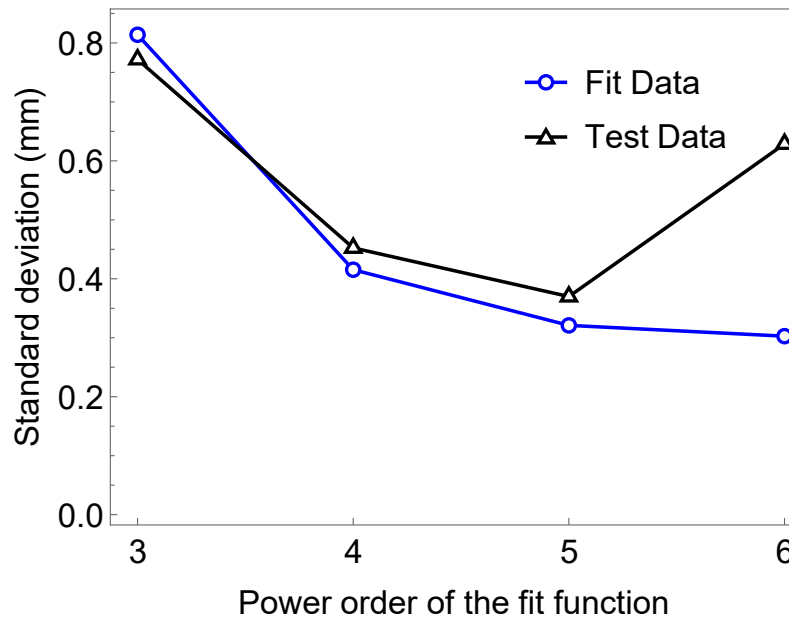


Abbildung 48: Abweichung der korrigierten Lochposition zur bekannten Sollposition in Abhängigkeit von der Polynomordnung für die Korrekturfunktion nach [Gleichung \(32\)](#). Während der für die Parameterbestimmung verwendete Datensatz mit steigender Polynomordnung immer besser korrigiert wird, verschlechtert sich die Beschreibung des Kontrolldatensatzes ab der sechsten Polynomordnung. Dies deutet auf eine Überanpassung hin.

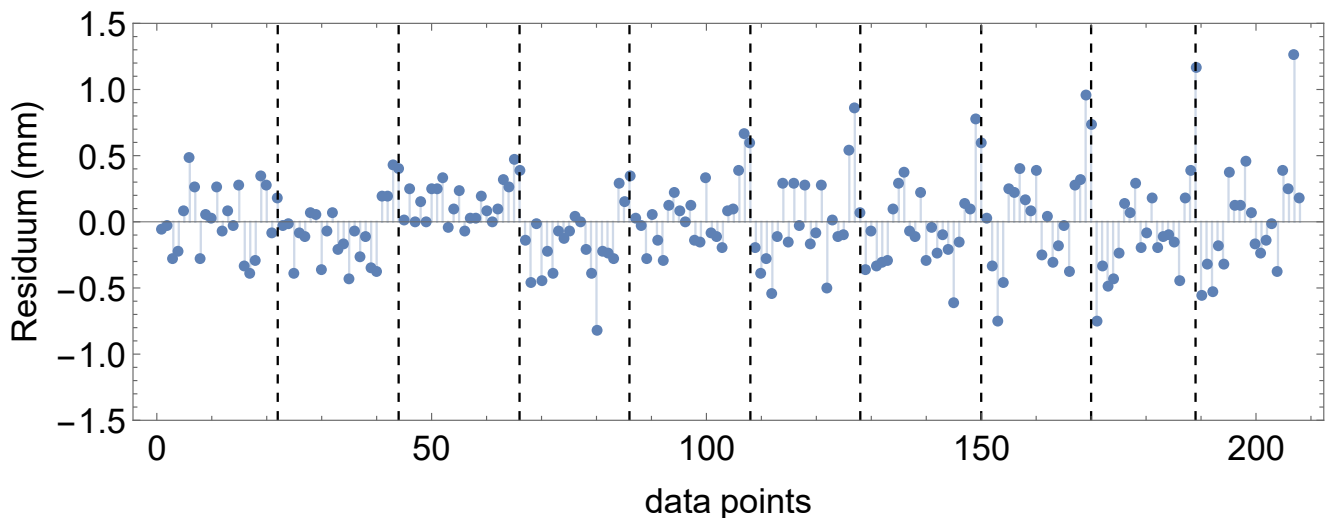


Abbildung 49: Residuum der Daten aus der Lochblendenmessung nach der Linienkorrektur. Einzelne Lochblendenmessungen sind durch gestrichelte Linien voneinander getrennt. Dabei zeigen sich systematische Abweichungen zwischen den einzelnen Messungen, wie sie beispielsweise zwischen der Messung 2 und 3 deutlich zu erkennen sind.

Das Residuum der einzelnen Datenpunkte aus dem Fit-Datensatz ist in [Abbildung 49](#) dargestellt. Die einzelnen Lochblendenmessungen sind durch gestrichelte Linien getrennt. Es sind deutliche systematische Abweichungen zwischen den einzelnen Messungen sichtbar. Diese

könnten beispielsweise durch wechselnde Betriebsbedingungen am Beschleuniger verursacht worden sein. Zudem gibt es einige größere Ausreißer im hinteren Bereich jeder Messung, was den Datenpunkten mit steilen Track-Winkeln entspricht. Diese Datenpunkte weisen aufgrund des Driftkammerlimits für steile Winkel größere systematische Unsicherheiten als flachere auf. Beide Beobachtungen sind ein Hinweis darauf, dass die hier bestimmte Rekonstruktionsgüte von 0.37 mm nicht nur durch die Wahl des Modells, sondern bereits durch systematische Unsicherheiten in den Daten begrenzt ist.

Trotzdem kann der Wert von $\sigma = 0.37$ mm als Mindestgrenze für die Linienkorrekturgenauigkeit und somit die Energieauflösung betrachtet werden. Da die korrigierte x_{corr} -Koordinate in der Fokalebene liegt, kann der Wert durch den linearen Dispersionskoeffizienten des Dipols von $D = 2.33$ cm/% [3] geteilt werden, um die Energieauflösung zu bestimmen. Damit ergibt sich ein Limit der Energieauflösung von $3.7 \cdot 10^{-4}$ (FWHM). Dieser Wert darf nicht als Einzelbeitrag zur gesamten Energieauflösung betrachtet werden, da er bereits die Summe von verschiedenen Beiträgen wie beispielsweise der Schwankungen der Strahlposition und der Detektorauflösung, enthält.

Abbildung 50 zeigt ein Anregungsspektrum für ^{12}C aufgenommen während der Teststrahlzeit in September 2018. Trotz niedriger Effizienz der Driftkammern von 60%-70% konnte nach einer Linienkorrektur, die Halbwertsbreite der elastischen Linie auf 21 keV bei 42.5 MeV Strahlenergie, bestimmt werden. Dies entspricht einer Energieauflösung von $5 \cdot 10^{-4}$ und stellt den bis jetzt besten jemals am QCLAM gemessenen Wert dar.

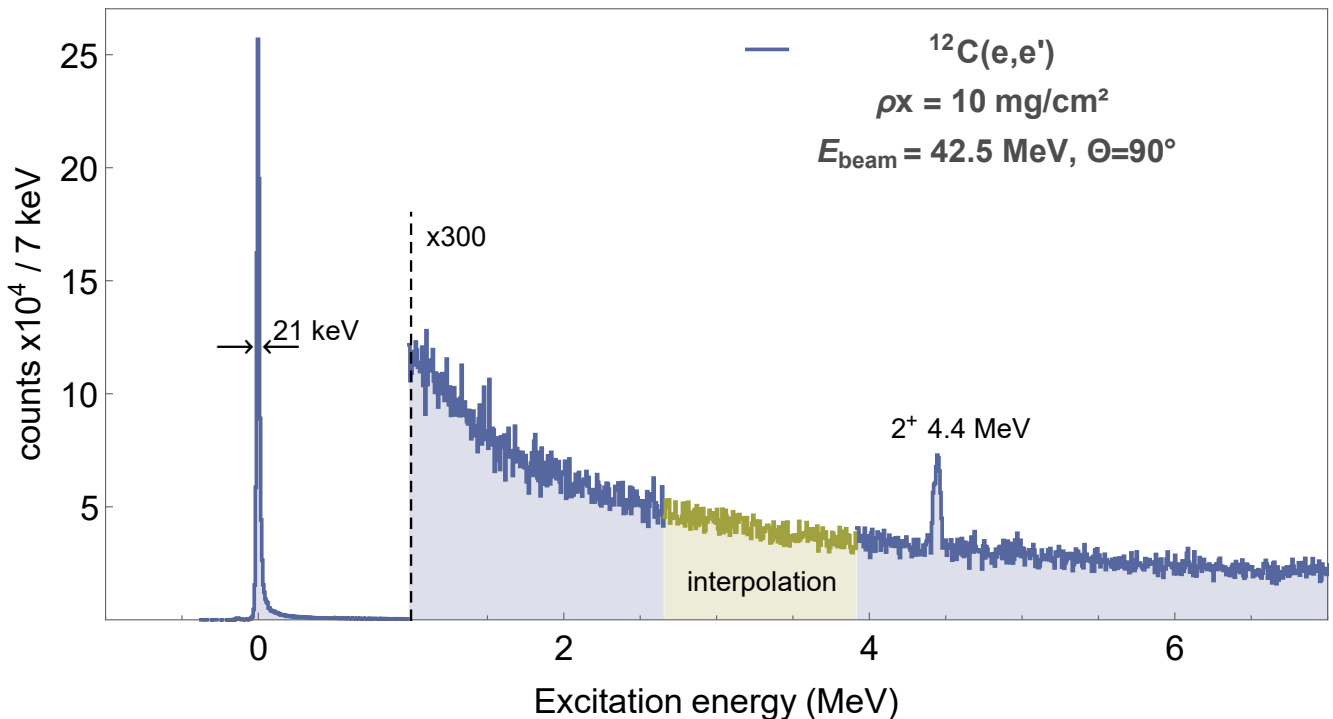


Abbildung 50: Energieverlustspektrum einer $^{12}\text{C}(e,e')$ -Messung aufgenommen während der Teststrahlzeit im September 2018. Der als Interpolation markierte Bereich beinhaltet keine Daten aufgrund eines defekten Kabels. Die Peak-Struktur um 1.5 MeV resultiert aus einer ungenauen Track-Rekonstruktion aufgrund der niedrigen Effizienz der verwendeten Driftkammern. Es wurde keine Rückstoßkorrektur durchgeführt, deswegen ist der 2^+ -Zustand breiter als die elastische Linie.

5.3.3 Streuwinkelrekonstruktion

Aufgrund der hohen Streuwinkelakzeptanz des QCLAM-Spektrometers von $\Delta\Theta \approx 10^\circ$ muss die gemessene Elektronenenergie um einen durch [Gleichung \(33\)](#) beschriebenen Betrag $E'_{e^-,recoil}$, verursacht durch den Impulsübertrag auf den Kern korrigiert werden [\[42\]](#).

$$E'_{e^-,recoil}(E_0, E_{ex}, M_{nuc}, \Theta) = \frac{E_0 - E_{ex}(1 + \frac{E_{ex}}{2M_{nuc}})}{1 + \frac{E_0}{M_{nuc}}(1 - \cos \Theta)} \quad (33)$$

Insbesondere für leichte Kerne und Streuwinkel um 90° hat der Differenzbetrag zwischen den Elektronenenergien innerhalb des Winkelakzeptanzbereichs einen entscheidenden Einfluss auf die erreichbare Energieauflösung. In [Tabelle 7](#) wird beispielhaft für vier Isotope die Energiedifferenz zwischen den Elektronen bei $\Theta - \Delta\Theta/2$ und $\Theta + \Delta\Theta/2$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel für eine Strahlenergie von 60 MeV angegeben. Im Falle von ^{12}C für eine Messung unter 90° würde das Nichtberücksichtigen des Streuwinkels bereits ein Energieauflösungslimit von $1.1 \cdot 10^{-3}$ verursachen.

Isotop	$\Theta = 40^\circ$	$\Theta = 90^\circ$	$\Theta = 120^\circ$
^4He	107 keV	163 keV	139 keV
^{12}C	36 keV	56 keV	48 keV
^{40}Ca	11 keV	17 keV	15 keV
^{208}Pb	2 keV	3 keV	3 keV

Tabelle 7: Differenz der Elektronenenergie für Streuwinkel, die um $\pm 5^\circ$ vom mittleren Streuwinkel Θ abweichen, für eine Strahlenergie von 60 MeV.

Für die Berechnung des Streuwinkels wird ähnlich wie bei der Linienkorrektur ([Unterabschnitt 5.3.2](#)) vorgegangen. Als Umrechnungsfaktor wurde ein polynomiales Modell der Form

$$\Theta = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^2 R_{i,j,k} x^i \varphi^j y^k \quad (34)$$

verwendet. Die Hauptinformation steckt in der y-Koordinate, die allerdings für verschiedene Positionen auf der Fokalebene etwas wandert ([Abbildung 51\(a\)](#)). Deswegen muss für die Berechnung auch die x-Komponente berücksichtigt werden.

Um ein vollständiges Muster der Lochblende nach der Rekonstruktion zu bekommen, wurde im gleichen Zug auch der dispersive Streuwinkel nach dem gleichen polynomialen Verfahren bestimmt

$$\Phi = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=0}^3 \sum_{k=0}^2 R_{i,j,k} x^i \varphi^j y^k. \quad (35)$$

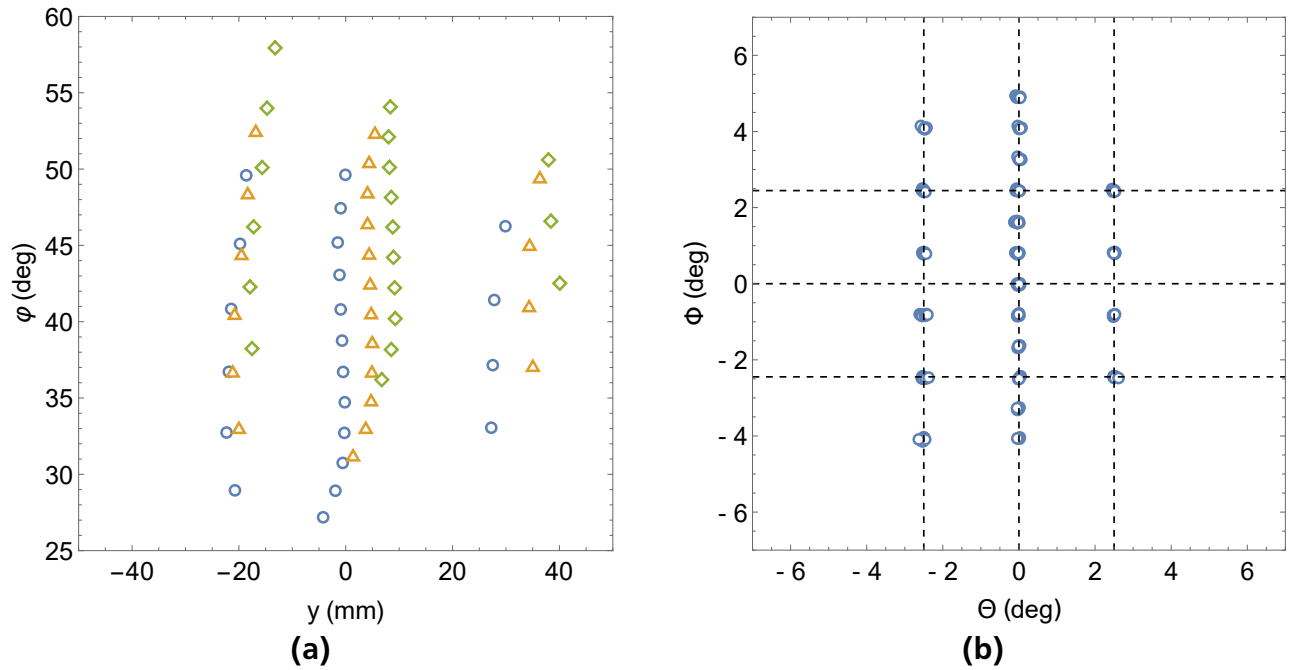


Abbildung 51: (a) Verteilungen der Lochblendenlöcher für drei verschiedene Impulsablageorte in der Fokalebene (verschiedene Symbole).
 (b) Datenpunkte aus (a) nach der Rekonstruktion des Kontrolldatensatzes.

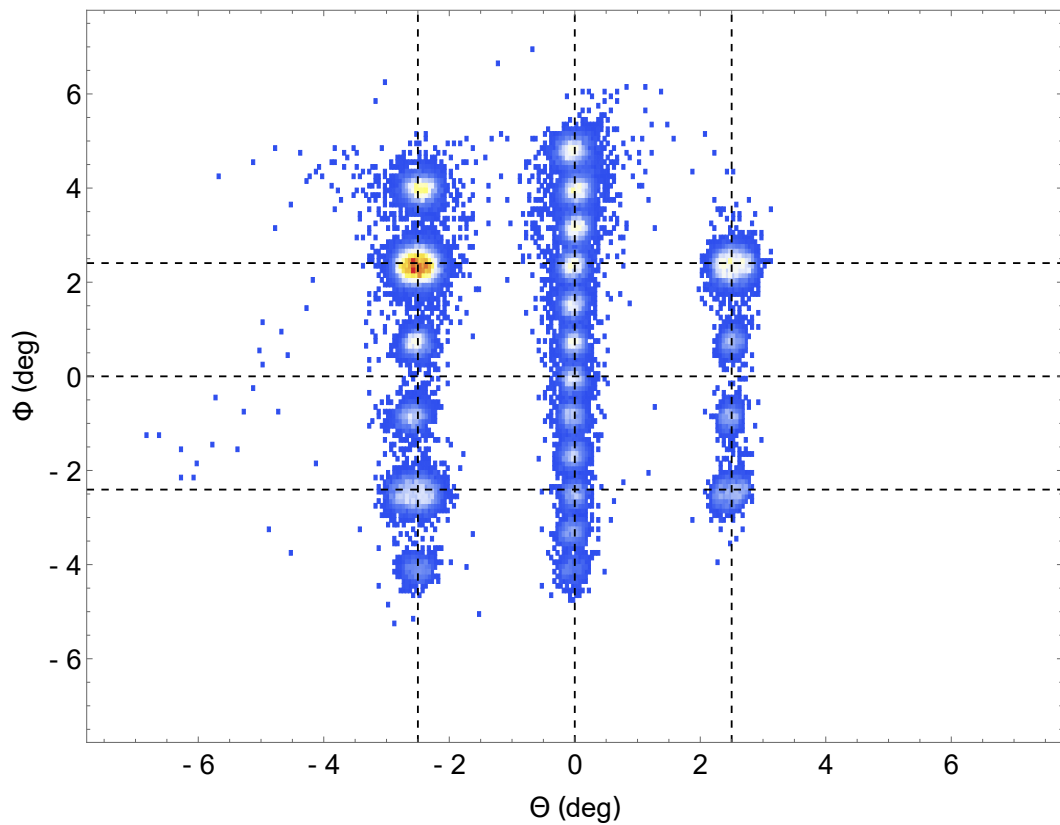


Abbildung 52: Lochblendenmessung nach angewandten Winkelrekonstruktion. Die vertikalen gestrichelten Linien stellen 0°- und $\pm 2.50^\circ$ für Θ , respektive $\pm 2.45^\circ$ für Φ dar.

Die Wahl der Polynomordnung wird in beiden Fällen mit Hilfe des Kontrolldatensatzes festgelegt. Eine weitere Erhöhung der Polynomordnung brachte bei der vorliegenden Datenbasis bei QDV=1.25 keine signifikante Verbesserung. Da nur drei vertikale Punktlinien sichtbar sind und jede Linie eine Stützstelle für das Polynom repräsentiert, darf keine größere Ordnung als y^2 verwendet werden, da sonst eine Überanpassung stattfindet. Bei einer Lochlendenmessung bei QDV=1.15 mit vier sichtbaren vertikalen Linien, war y^3 nötig, um eine ähnliche Rekonstruktionsgenauigkeit zu erreichen. Für zukünftige Experimente empfiehlt sich die vorhandene Lochblende um vier weitere vertikale Löcherreihen zu erweitern, um die Anzahl der Stützstellen zu erhöhen. Die Winkelauflösung ist ausreichend gut um alle Löcher eindeutig voneinander zu trennen.

In [Abbildung 51\(b\)](#) ist das Ergebnis der Rekonstruktion für neun Kontrolldatensätze zu sehen. Es ist gut zu erkennen, dass die meisten Punkte fast vollständig übereinander liegen, so dass die Rekonstruktion über die komplette Fokalebene erfolgreich ist. Das Residuum der rekonstruierten Winkel von der Sollposition, definiert durch die Lochblende, beträgt $\Delta\Theta_{\text{rec}} = 0.10^\circ$ (FWHM) und $\Delta\Phi_{\text{rec}} = 0.06^\circ$ (FWHM). Diese Werte stellen eine systematische Unsicherheit bei der Winkelbestimmung dar. Sie sind zwei beziehungsweise fünfmal kleiner als die Winkelauflösung des Spektrometers.

In [Abbildung 52](#) ist eine reale Messung einer Lochblende zu sehen. Eindeutig zu erkennen sind vier breite Verteilungen bei $\pm 2.5^\circ$, verursacht durch Löcher mit 2 mm Durchmesser. Um die Winkelauflösung des Spektrometers zu extrahieren wurde an die Projektion des Streuwinkels Θ für einen schmalen Bereich $\Phi = [2.25^\circ, 2.45^\circ]$, innerhalb dessen die Schwerpunkte der Verteilung liegen, eine Modellfunktion

$$f_{\text{rect,fold}} = A \left(\text{erf} \left[\frac{b + 2x - 2\mu}{2\sqrt{2}\sigma} \right] + \text{erf} \left[\frac{b - 2x - 2\mu}{2\sqrt{2}\sigma} \right] \right) \quad (36)$$

angepasst. Sie entspricht einer Faltung einer Rechteckfunktion der Breite b mit einer Normalverteilung der Breite σ . Das Ergebnis der Funktionsanpassung ist in [Abbildung 53](#) dargestellt. Auf diese Weise konnte die Streuwinkelauflösung mit $\Delta\Theta_{\text{QCLAM}} = (0.19 \pm 0.01^{\text{stat}})^\circ$ (FWHM) und die Breite b der Löcher zu $(0.58 \pm 0.01)^\circ$ und $(0.33 \pm 0.01^{\text{stat}})^\circ$ bestimmt werden. Diese Werte sind etwas kleiner als die erwarteten Werte 0.64° und 0.35° , stimmen aber unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers bei der Rekonstruktion innerhalb einer Standardabweichung überein.

Eine Streuwinkelauflösung von $(0.19 \pm 0.01^{\text{stat}} \pm 0.10^{\text{sys}})^\circ$ (FWHM) limitiert die Energieauflösung für einen leichten Kern wie ^4He bei $\Theta = 90^\circ$ und $E_0 = 60$ MeV im schlimmsten Fall auf $0.8 \cdot 10^{-4}$ (FWHM). Für schwerere Kerne spielt die Limitierung durch die Streuwinkelrekonstruktion eine vernachlässigbare Rolle. Die Unsicherheit für den dispersiven Winkel Φ wurde analog zum Streuwinkel Θ zu $\Delta\Phi_{\text{QCLAM}} = (0.33 \pm 0.01^{\text{stat}})^\circ$ (FWHM) bestimmt.

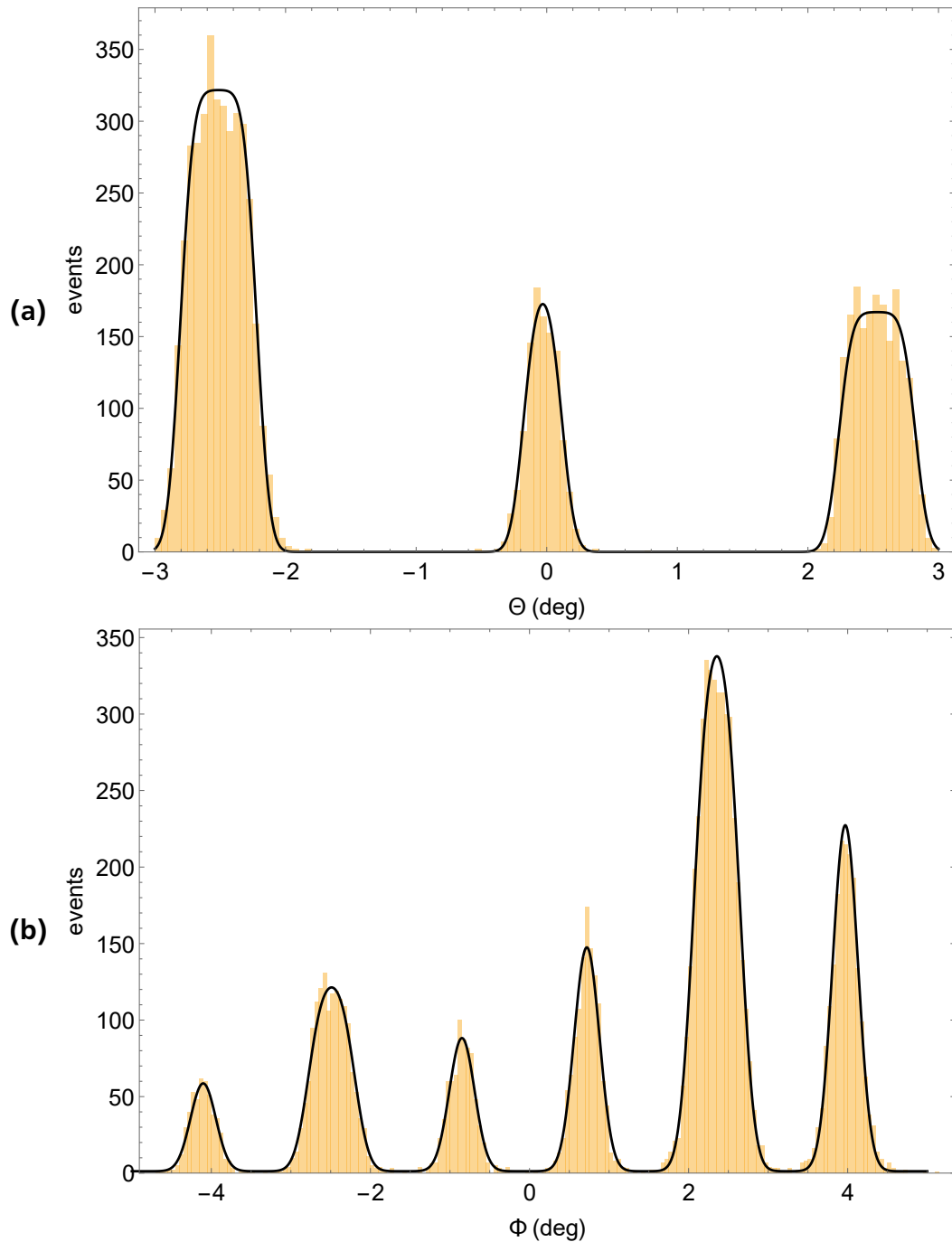


Abbildung 53: (a) Streuwinkelprojektion eines dünnen Streifens $\Phi = [2.25^\circ, 2.45^\circ]$ aus einer Lochblendenmessung nach der Winkelrekonstruktion. Der schwarze Verlauf zeigt eine Modellanpassung (Gleichung (36)) an die Daten. Die Beobachtung, dass die Kanten der beiden äußeren Verteilungen zu erkennen sind, zeigt, dass der Wert der Winkelauflösung kleiner als die Breite der ursprünglichen Rechteckverteilung ist.

(b) Projektion des dispersiven Winkels eines dünnen Streifens $\Theta = [-2.55^\circ, -2.45^\circ]$ aus einer Lochblendenmessung nach der Winkelrekonstruktion mit angepassten Modellfunktion in Schwarz. Im Gegensatz zur Streuwinkelprojektion erscheinen alle Peaks normalverteilt, was auf eine schlechtere Winkelauflösung schließen lässt.

6 Einsatz von optischer Übergangsstrahlung zur Verbesserung der Experimentalanalyse

Passieren Elektronen ein Medium mit einer anderen Permittivität, so wird am Ort des Übergangs elektromagnetische Strahlung (eng.: optical transition radiation, kurz OTR) abgestrahlt [14]. Das dabei emittierte Spektrum ist kontinuierlich und schließt auch den optischen Bereich mit ein. Die Intensitätsverteilung für Elektronenenergien ab mehreren MeV hat die Form eines in Strahlrichtung gerichteten Kegelmantels, wobei die Strahlung beim Übergang vom Vakuum ins Target am Target reflektiert wird und mit einer unter dem Reflexionswinkel stehenden Videokamera direkt detektiert werden kann (Abbildung 54).

Die analytische Form der Emissionsverteilung als doppelt differentielle Leistung $\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ mit Raumwinkelement $d\Omega$ und Abstrahlungsfrequenz $d\omega$, in der Strahlebene unter den Annahmen, dass das Target hohe Permittivität besitzt (metallisch: $\epsilon \rightarrow \infty$), die Teilchengeschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit ist ($\beta \approx 1$) und der Kegelwinkel klein ist ($\theta \ll \pi/2$), ist gegeben durch [53]

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{4\pi^2c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2}. \quad (37)$$

Gleichung (37) gilt nur für die Emissionsverteilung, die in das Vakuum emittiert wird, also nach dem Target. Die Emission vor dem Target wird am Target selbst reflektiert, so dass die Gleichung um einen Reflexionsfaktor zur Gleichung (38) erweitert werden muss

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{4\pi^2c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \left| \frac{\epsilon^{1/2} - 1}{\epsilon^{1/2} + 1} \right|^2. \quad (38)$$

Für hohe Permittivitäten ϵ konvergiert der Term gegen Eins, so dass die Vorwärts- und Rückwärtsverteilungen gleich sind. Das Intensitätsmaximum des Strahlungskegels liegt bei $\theta_m = 1/\gamma$, bezogen auf die Mitte der Emissionsverteilung, wobei γ der Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ist. Für eine typische Strahlenergie am S-DALINAC von 60 MeV beträgt der Öffnungswinkel $\approx 2 \cdot 0.5^\circ$, so dass der größte Teil des emittierten Lichts durch eine einfache Linse eingesammelt werden kann.

Optische Übergangsstrahlung wird routinemäßig als Werkzeug zur Strahlpositionsbestimmung, Emittanzmessung, Bunch-Längen-Messung und Bestimmung intrinsischen Energiedispersion des Strahls an vielen Beschleunigeranlagen weltweit [53], sowie auch am S-DALINAC [15] eingesetzt.

Im Gegensatz zu BeO-Targets, die unter Elektronenbeschuss Fluoreszenzlicht emittieren (Abbildung 56) und deswegen üblicherweise für Strahldiagnose und Positionsbestimmung am QCLAM und S-DALINAC im Allgemeinen verwendet werden, bietet optische Übergangsstrahlung drei entscheidende Vorteile:

- Die Lichtemission findet prompt statt - es gibt keine Verzögerung zwischen der Strahlintensität und dem emittierten Licht, und es findet kein Nachleuchten statt. Dadurch entspricht die beobachtete Ausdehnung des Lichtflecks der tatsächlichen Strahlausdehnung. Sie kann nach einer Skalenkalibrierung direkt durch Abzählen von Pixeln bestimmt werden.
- Die Information über die zeitliche Strahlintensitätsänderung bleibt erhalten und kann zur Strahlqualitätsanalyse benutzt werden.

- Unter der Bedingung eines Experiments mit einem Feststofftarget, kann optische Übergangsstrahlung während eines Experiments direkt auf dem Messtarget aufgenommen werden. Die Notwendigkeit eines zusätzlichen Targets, das den Strahl zusätzlich aufstreut, entfällt. Damit ist es möglich die Strahlposition effektiv mit einer Zeitauflösung von wenigen Millisekunden, und mit einer höherwertigen Kamera auch besser, aufgenommen werden.

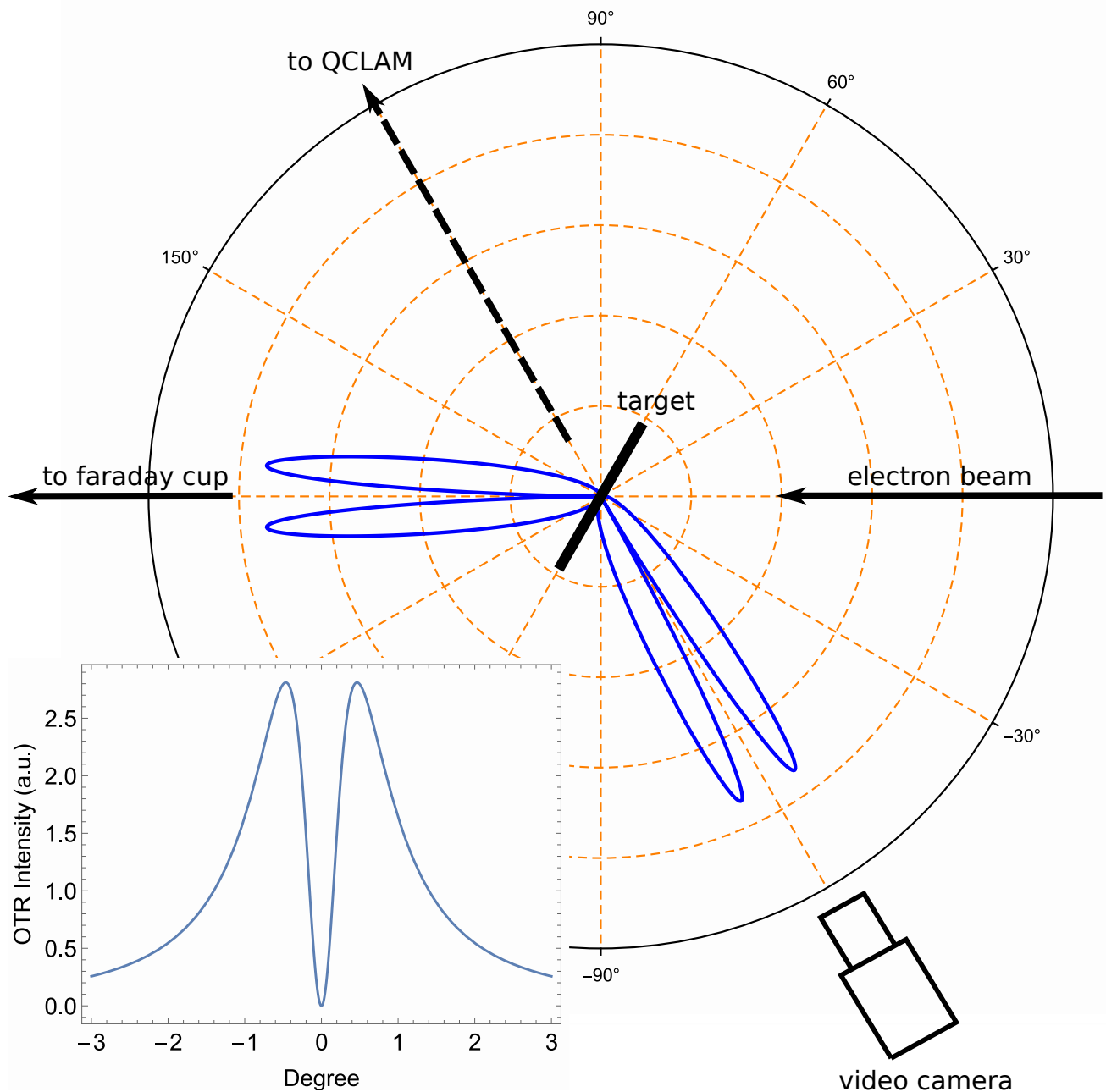


Abbildung 54: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung während des Experiments mit OTR. Die Intensitätsverteilung des OTR-Lichts nach [Gleichung \(37\)](#) in polarer Darstellung ist für eine Strahlenergie von 10 MeV aufgetragen, damit die Lichtkegel deutlich sichtbar sind. Die tatsächliche Intensitätsverteilung für die im Experiment eingestellten 62.5 MeV ist in der kleinen Darstellung links im Bild aufgetragen.

Obwohl ein Standardwerkzeug im Bezug auf das Fädeln und Überwachen eines Elektronenstrahls, gibt es nur wenige Ansätze [55] für die Nutzung von OTR im Bezug auf Verbesserung der Qualität von experimentellen Daten. Aus dieser Motivation heraus wurde während der Strahlzeit in November 2018 das (e,e')-Target in der Mitte der Streukammer mit einer Videokamera beobachtet. In den folgenden Abschnitten werden Ergebnisse aus dem Test mit Übergangsstrahlung dargestellt. Die dabei gewonnen Größen und Verteilungen sind exemplarisch zu betrachten, da sie für jede Beschleunigereinstellung variieren können. Beispielsweise können Ausdehnung und Positionsstabilität des Elektronenstrahls auf Zeitskalen von Sekunden bis Stunden variieren. Deswegen werden die hier gewonnen Werte grob gerundet und auf genaue Angaben von Unsicherheiten verzichtet.

Im Rahmen eines Testexperiments wurde eine Kamera (FLIR BFLY-PGE-09S2C-CS) mit einem Objektiv durch einen verglasten Flansch in die Streukammer auf das Target gerichtet, um die Übergangsstrahlung zu beobachten. Eine schematische Darstellung des Experimentieraufbaus ist in [Abbildung 54](#) zu sehen. Die Kamera wurde über einen Ethernet-Anschluss an einen Windows-PC, auf dem die Kamerasoftware des Herstellers lief, angeschlossen. Mit Hilfe des Kameraprogramms wurden Videos ohne Komprimierung, je nach Einstellung mit 120, 140 und 200 Bildern pro Sekunde aufgenommen. Die Videoaufnahmen wurden mit Hilfe des Programms ffmpeg [56] in einzelne Bilder zerlegt und dann mit Hilfe eines Wolfram Mathematica-Skriptes weiter analysiert.

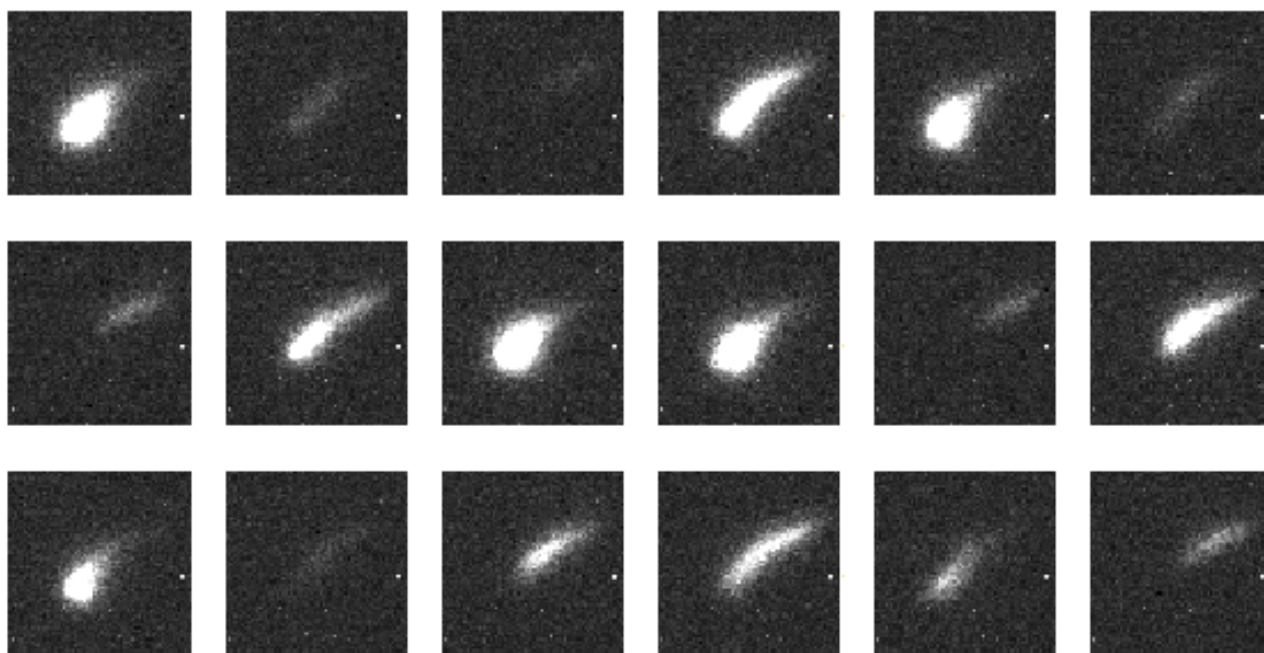


Abbildung 55: Einzelne Bilder eines OTR-Videos aufgenommen mit 200 Bildern pro Sekunde (5 ms Bildabstand). Die Bilder sind überbelichtet, um hier eine bessere Darstellung zu erhalten. Die Bildausdehnung beträgt 4 mm in beide Richtungen. Damit kann die Ausdehnung des Strahlflecks mit etwa 1.5 mm angegeben werden. Auffallend ist, dass die Intensität eine starke Zeitabhängigkeit hat, die im weiteren Verlauf untersucht wird.

[Abbildung 55](#) zeigt beispielhaft eine Reihe von OTR-Bildern während eines Tests mit einem Gold-Target. Bereits mit bloßem Auge ist erkennbar, dass die Strahlfleckform nicht normalverteilt ist. Der Strahlfleck ist um etwas 45° gekippt und eine Intensitätsmodulation ist sichtbar. Die Strahlfleckform wird stark durch den High-Energy-Scraper [9] definiert. Beim Zufahren von Kollimatorseiten am High-Energy-Scraper konnte diese live auf dem Target als eine scharfe Grenze beobachtet werden. In dem hier vorliegenden Fall war der Scraper mit 3 mm Spaltöffnung in mittleren Position, so dass die Grenze nicht ausgeprägt ist.

Lichtemission auf einem Kohlenstoff- und Mylar-Target konnten genauso erfolgreich beobachtet werden, wobei im Falle von Mylar wahrscheinlich auch Szintillationslicht beobachtet wurde.

Die Skala des in [Abbildung 56](#) dargestellten BeO-Targets wurde zur Distanzkalibrierung verwendet. Der Skalenabstand beträgt 5 mm in beide Richtungen. Die OTR-Kamera wurde auf das BeO-Target ausgerichtet und ein Foto wurde aufgenommen. Der Skalenabstand wurde auf die Anzahl der dazwischen liegenden Pixel umgerechnet. Damit konnte eine Auflösung von $(61 \pm 2) \mu\text{m}/\text{Pixel}$ erhalten werden. Bei den darauffolgenden OTR-Aufnahmen konnte die Position des Strahlflecks bezogen auf einige ausgewählte Pixelfehler eindeutig bestimmt werden.

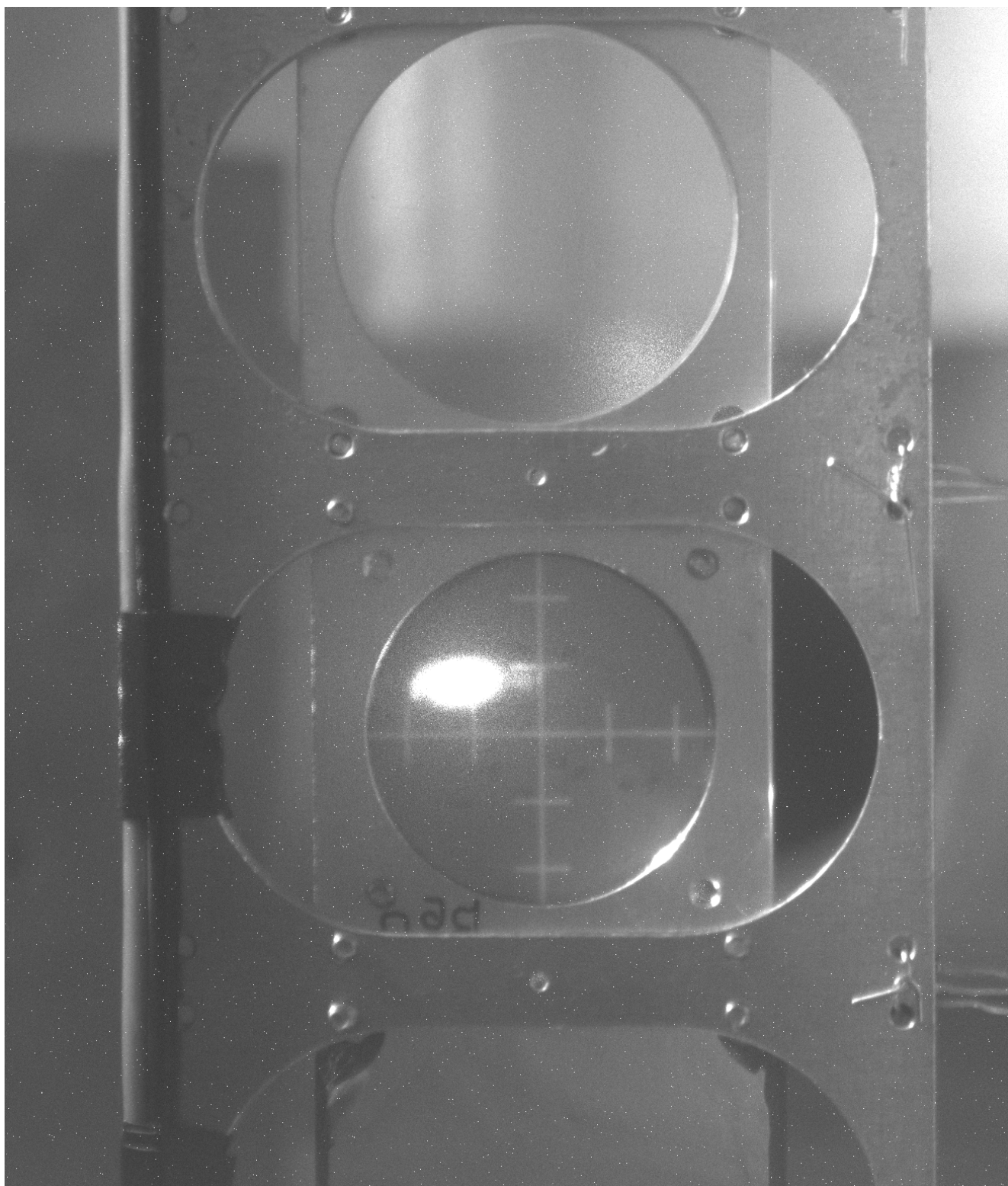


Abbildung 56: Standardmethode zur Ausrichtung der Strahlposition auf dem Target und Optimierung der Strahlfleckgröße. Targetleiter mit etwa 50 nA Elektronenstrahl auf einem BeO-Target. Der Skalenabstand auf dem Target beträgt 5 mm. Die Ausdehnung des Leuchtflecks ist hier mindestens fünffach größer als die tatsächliche Strahlausdehnung, die aus einer OTR-Messung bestimmt wurde. Rechts vom BeO-Target ist im Hintergrund die Spektrometeröffnung sichtbar.

6.1 Zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls

Für jedes einzelne Bild wurde die OTR-Intensität bestimmt. Dazu wurde die Intensität aller Pixel aufsummiert und davon die mittlere Intensität der untersten drei Bildzeilen, die als Untergrund diente, abgezogen. [Abbildung 57](#) zeigt die spektrale Leistungsdichte einer Übergangsstrahlungsaufnahme für den Emissionsuntergrund und das gesamte Bild. Während der Untergrund, wie zu erwarten flach ist und somit keine Periodizität beinhaltet, zeigt die Übergangsstrahlung Strukturen. Scharfe Linien müssen einen elektrischen Ursprung haben, während breite Verteilungen, insbesondere bei rund 14 Hz, als mechanische Schwingungen interpretiert werden. Die scharfe Linie bei 50 Hz zeigt, dass der Elektronenstrahl nicht vollständig vom Stromversorgungsnetz entkoppelt ist. Es ist denkbar, dass der Strahl noch weitere höherfrequente Modulationen aufweist. Um sie nachzuweisen, müsste eine höherwertige Kamera mit einer Bildaufnahmezeit die der doppelten gewünschten Frequenz [70] entspricht, verwendet werden.

Strahlintensitätsschwankungen alleine stellen kein Problem für (e,e'x)-Experimente dar, allerdings zeigt sich eine ähnliche Frequenzmodulation auch in der Position des Strahlflecks auf dem Target ([Abbildung 58](#)). Um diese zu bestimmen wurde eine zweidimensionale Normalverteilung an jedes Bild angepasst. Obwohl bereits in [Abbildung 55](#) sichtbar ist, dass dieses Modell nicht perfekt ist, stimmt die modellierte Fläche mit der tatsächlichen Fläche durchschnittlich zu (90-95)% überein. Die Position der Normalverteilung wird als die Strahlfleckposition angenommen. Beide Koordinaten sind stark korreliert ([Abbildung 59](#) (a)) und weisen eine Schwankung entlang der Korrelationsachse von etwa 0.6 mm (FWHM) auf. Unsicherheiten aus der Modellanpassung werden auf weniger als 0.1 mm geschätzt. Eine Korrelation zwischen der Strahlintensität und der -Position ist in dem hier analysierten OTR-Video nicht sichtbar. Während der Strahleinstellung konnten allerdings live Zustände beobachtet werden, die ein korreliertes Verhalten zeigten.

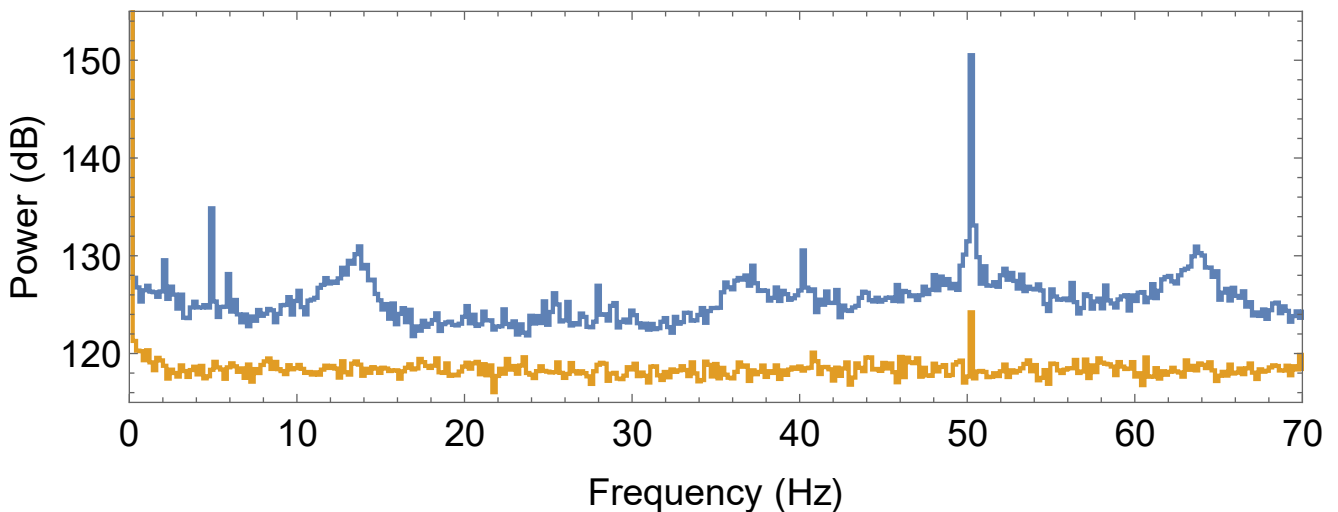


Abbildung 57: Spektrale Leistungsdichte einer OTR-Messung an einem Mylar-Target aufgenommen mit 140 fps für die Strahlfleckintensität in blau und den Untergrund in orange. Peaks im Spektrum zeigen, dass die Intensität des Elektronenstrahls eine Frequenzmodulation aufweist. Der kleine Peak im Untergrundspektrum bei 50 Hz, wird als Anteil des OTR-Lichts aus Reflexionen im Targetbereich, der zur Untergrundbestimmung genommen wurde, interpretiert.

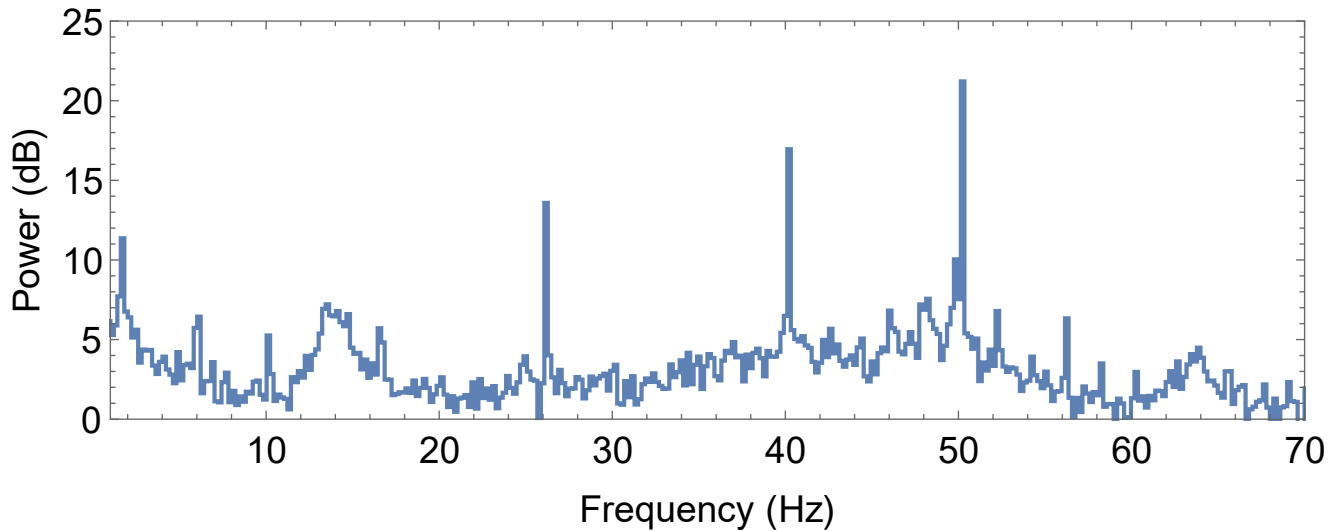


Abbildung 58: Spektrale Leistungsdichte einer OTR-Messung am Mylar-Target aufgenommen mit 140 fps für den Strahlfleckabstand zu einem festgelegten Pixelpunkt (40,30), der den Rand der Positionsverteilung darstellt. Peaks im Spektrum zeigen, dass die Position des Elektronenstrahls eine Frequenzmodulation aufweist.

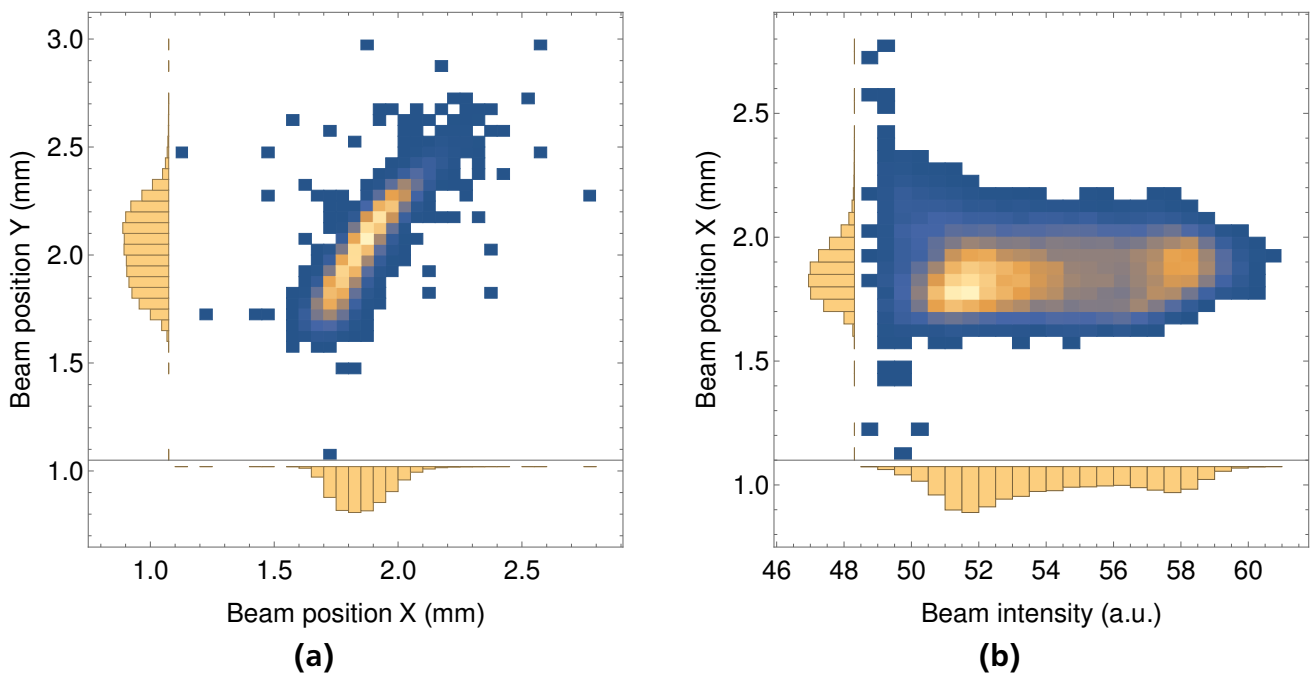


Abbildung 59: (a) Verteilung der Strahlprofilposition aus Anpassungen einer zweidimensionalen Normalverteilung an die einzelnen Bilder in linearer Höhendarstellung. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.84. (b) Verteilung der X-Strahlposition in Abhängigkeit von der Strahlintensität in linearer Darstellung. Es ist keine eindeutige Korrelation zwischen den beiden Größen sichtbar, obwohl eine Struktur erkennbar ist. Die Intensität scheint zwischen zwei Werten hin und her zu wandern.

6.2 Einfluss der Strahlqualität auf die Energieauflösung

Nach dem gezeigt wurde, dass der Elektronenstrahl nicht absolut stabil auf dem Target sitzt, soll im Folgenden abgeschätzt werden, welchen Einfluss diese Bewegung auf die gemessene Energieauflösung im Spektrometer hat. Dazu wurde ein über 10 Sekunden gemitteltes Strahlprofil erstellt. Die Ausdehnung beträgt entlang der Längsachse 1.1 mm (FWHM) und 0.7 mm quer dazu. Die mittlere Ausdehnung des Strahlflecks pro einzelnes Bild beträgt allerdings nur (0.4 x 0.3) mm. Das heißt der restliche Betrag von (0.6 x 0.4) mm kommt durch die zeitliche Schwankung des Elektronenstrahls zustande. Diese Werte stimmen auch gut mit der Schwankung des Maximums des Strahlprofils ([Abbildung 59\(a\)](#)) mit (0.5 x 0.3) mm im Rahmen von Unsicherheiten von 0.1 mm durch die Modellanpassung überein. Demnach kommt grob die Hälfte der im Experiment relevanten Strahlausdehnung durch die zeitliche Schwankung des Elektronenstrahls auf dem Target zustande.

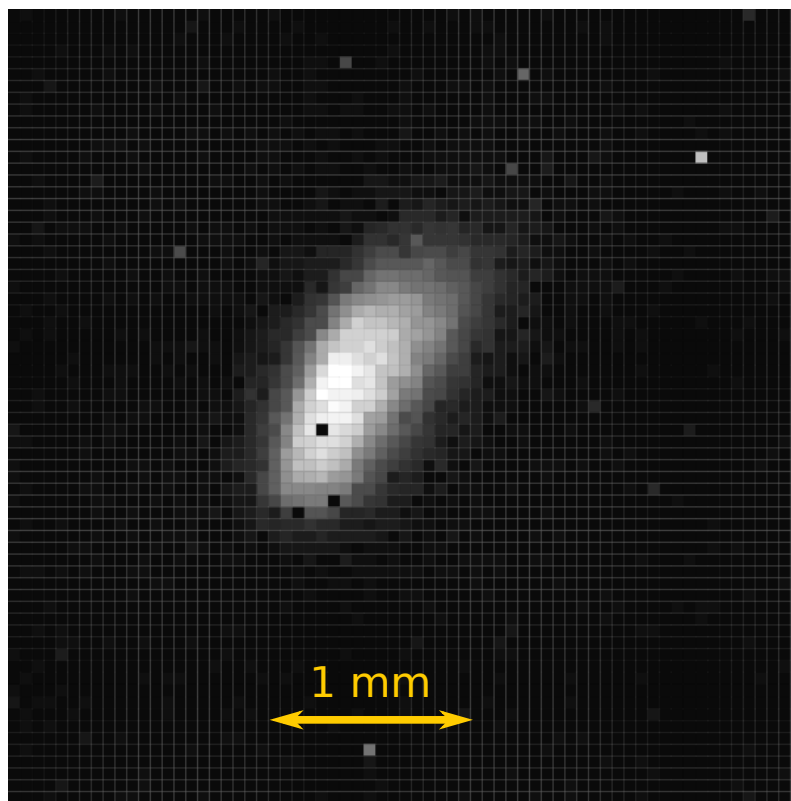


Abbildung 60: Aufsummiertes Strahlprofil für 10 Sekunden (8400 Bilder). Einzelne helle und dunkle Pixel sind defekte Pixel, verursacht durch Strahlungsschäden. Die Ausdehnung des Profilbilds setzt sich zusammen aus der tatsächlichen Elektronenverteilung auf dem Target und der zeitlichen Schwankung dieser.

Ein möglichst kleiner und örtlich stabiler Strahlfleck ist eine Grundvoraussetzung für hochauflösende Elektronenstreuexperimente am QCLAM-Spektrometer. Durch die Aufnahme der optischen Übergangsstrahlung ergibt sich die Möglichkeit die Energieauflösung eines Spektrums nach dem Experiment während der Datenanalyse zu verbessern.

Die OTR-Intensitätsverteilung aus [Abbildung 60](#) kann als transversale Verteilung des Elektronenstrahls interpretiert werden. Sie wurde mit Hilfe der Transportmatrix des QCLAM-Spektrometers in die Fokalebene transformiert. Dabei wurde angenommen, dass die Koordi-

naten des Maximums mit dem Zentrum der optischen Achse übereinstimmen, so dass alle Elektronen aus der Verteilung parallel zur optischen Achse in das Spektrometer eintreten. Die daraus resultierende Ortsverteilung ([Abbildung 61](#)) mit einer Breite von 0.5 mm (FWHM) entspricht einer relativen Energieauflösung von $2.2 \cdot 10^{-4}$. Dies ist ein Beitrag, der für die Gesamtauflösung des Experiments relevant ist.

Die Ortsverteilung in der Fokalebene kann als die Detektorantwort des Spektrometers ohne den Effekt der Detektorauslösung und sonstiger Einflüsse für das jeweilige Experiment betrachtet werden. Insbesondere stellt diese Verteilung einen Entfaltungskern für das gemessene Ortsspektrum und somit das Energiespektrum dar. Eine Entfaltung des Spektrums mit diesem Entfaltungskern würde den Effekt der Strahlfleckausdehnung eliminieren. Dies erfordert allerdings eine genaue Bestimmung der Transportmatrix. Die hierfür erforderliche Strahlzeit stand im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

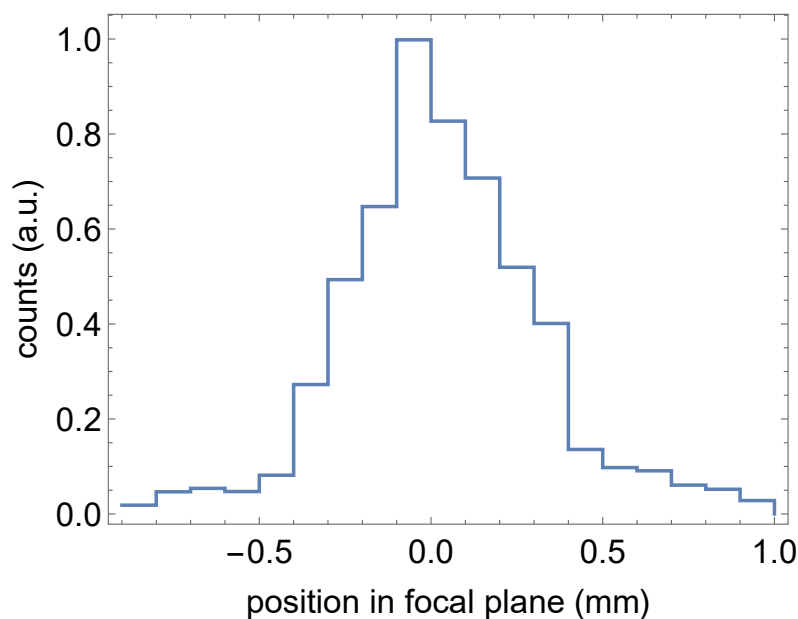


Abbildung 61: Verteilung von Elektronen in der Fokalebene des QCLAM-Spektrometers für das Elektronenstrahlprofil aus [Abbildung 60](#). Obwohl ähnlich zu einer Normalverteilung erzeugt die asymmetrische Form des Strahlprofils auch eine asymmetrische Antwort im Detektor.

6.3 Strahlstommessung mit optischer Übergangsstrahlung

Aktuell wird der Strahlstrom während eines Experiments mit Hilfe eines Faraday Cups gemessen (siehe [Unterabschnitt 2.5](#)). Obwohl diese Standardmethode jahrzehntelang erfolgreich verwendet wurde, hat sie dennoch einen Nachteil. Der Elektronenstrahl wird am Target aufgestreut, so dass ein Teil der Elektronen nicht im Faraday Cup detektiert wird. Insbesondere bei dicken Targets, wie z.B. Gastargets mit Metallgehäusestärken von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und mehr, können 20 % des Strahls nicht detektiert werden. Um diesen Beitrag zu quantifizieren müssen modellabhängige Particle-Tracking-Simulationen durchgeführt werden.

Die Intensität der optische Übergangsstrahlung skaliert linear mit dem Strahlstrom und kann prinzipiell für eine Strommessung verwendet werden. Um diese Idee zu unterstützen wurde ein aus einem OTR-Video extrahierter Intensitätsverlauf mit dem Stromverlauf einer parallelen Faraday Cup-Messung verglichen.

Dazu wurde für eine Messung an Mylar, ein zwei Minuten langer Verlauf des Elektronenstroms, aufgenommen durch den Faraday Cup, verwendet (Abbildung 62(a)). Die OTR-Messung wurde kurz nach dem eigentlichen Experiment-Run gestartet, so dass der zeitliche Versatz nur auf einige Sekunden genau bekannt ist. Aus dem OTR-Video wurde eine Minute langer Intensitätsverlauf extrahiert. Der Faraday Cup-Stromverlauf hat eine Bin-Breite von 0.2 Sekunden, deswegen wurden OTR-Intensitäten für jeweils 28 einzelne Bilder zu einem Punkt aufsummiert (Abbildung 62(b)). Im nächsten Schritt wurde der OTR-Intensitätsverlauf in Schritten von 0.2 Sekunden gegenüber dem Faraday Cup-Verlauf verschoben und für jede Position der Korrelationskoeffizient berechnet (Abbildung 62(c)). Die Position des Korrelationspeaks entspricht dem Versatz zwischen den beiden verglichenen Datensätzen. Abbildung 62(d) zeigt beide Verläufe mit dem richtigen Zeitversatz zueinander. Trotz kleinerer Schwankungen ist die Struktur sehr ähnlich.

Bei der Analyse wurde eine quadratische Korrelationsbeziehung zwischen der OTR-Intensität und dem Strahlstrom angenommen. Mit einer linearen Beziehung konnte nur ein Korrelationskoeffizient von 0.86 bestimmt werden. Es ist ein Hinweis dafür, dass das als Target verwendete Mylar auch Szintillationslicht emittiert und das gemessene Licht eine Mischung aus beiden Beiträgen ist.

Für eine praktische Verwendung der optischen Übergangsstrahlung als Strahlstrommonitor muss zuerst eine relative Lichtintensitätskalibrierung bezogen auf den Strahlstrom in Faraday Cup, durchgeführt werden. Danach können auch Experimente an Targets mit hoher Massenbelegung zweifelsfrei überwacht werden. Eine absolute Messung des Strahlstroms mit Hilfe von OTR erscheint äußerst anspruchsvoll, da dafür nicht nur die genauen optischen Materialeigenschaften des Targets eine Rolle spielen, sondern auch die genaue Kenntnis der Lichtdetektionseffizienz des gesamten Aufnahmesystems bekannt sein muss. Im ersten Schritt sollte daher eine relative Messung angestrebt werden.

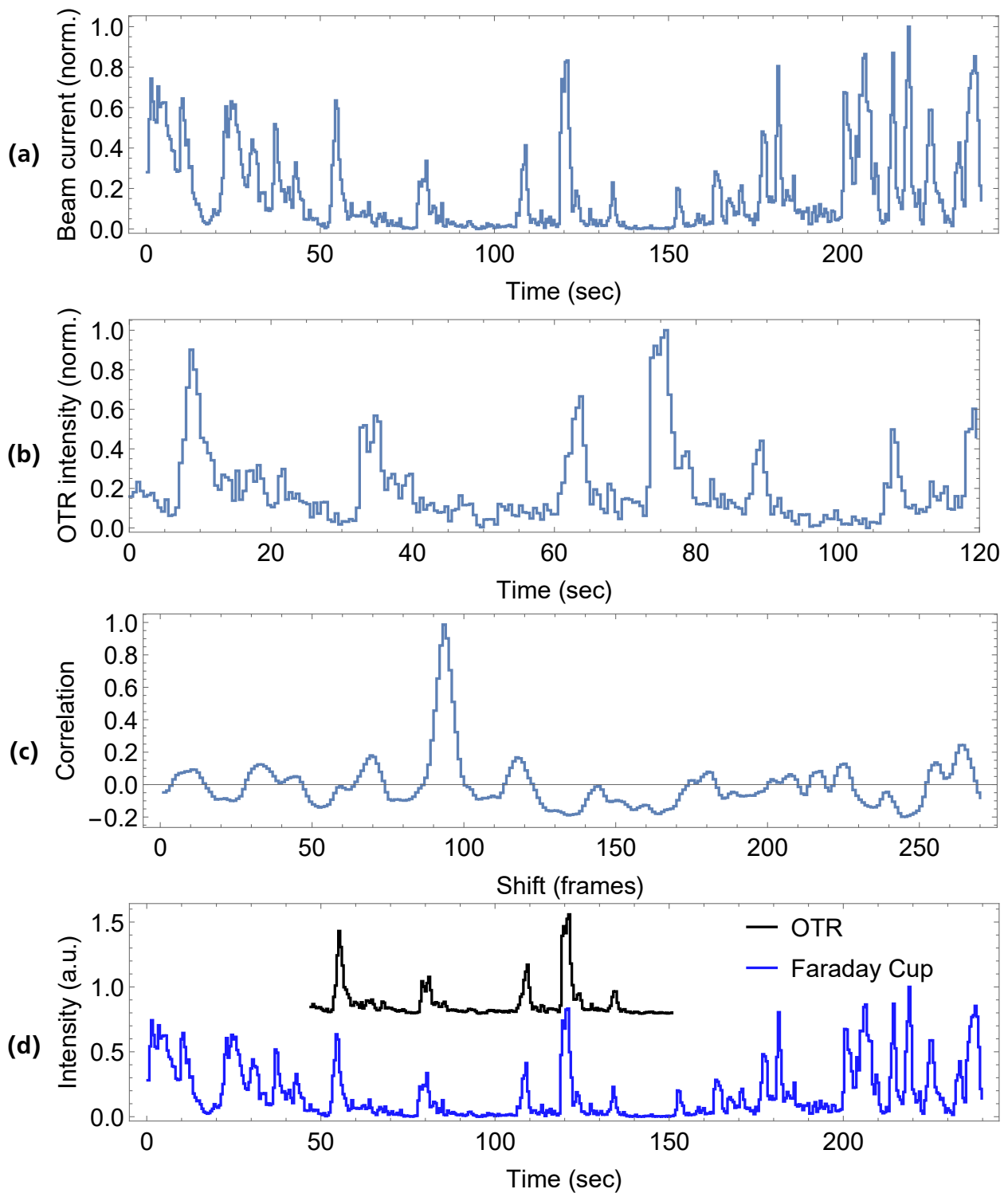


Abbildung 62: (a) Zwei Minuten langer Ausschnitt aus einer Faraday Cup-Strahlstrommessung. (b) Eine Minute langer Ausschnitt der Intensität der optischen Übergangsstrahlung auf einem Mylar-Target. Der Zeitversatz zum Datensatz (a) ist unbekannt. (c) Korrelationskoeffizient zwischen den Verläufen (a) und (b) aufgetragen über einen Versatz in Videobildern. Der Peak bei 93 markiert mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.99 den gesuchten Versatz zwischen den Verläufen. (d) OTR-Intensitätsverlauf (aus Darstellungsgründen entlang der Intensitätsachse nach oben verschoben, in schwarz) und der Strahlstromverlauf aus dem Faraday Cup.

7 Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Datenaufnahmesystem für das QCLAM-Spektrometer entwickelt und in mehreren Teststrahlzeiten erfolgreich getestet. Der dabei entwickelte asynchrone Datenauslesemodus ermöglicht Elektronenstreuexperimente, die durch das frühere Datenaufnahmesystem mit der maximalen Triggerrate von 5 kHz begrenzt waren, jetzt mit einer Triggerrate von 12 kHz mehr als doppelt so schnell durchzuführen. Mit einer Weiterentwicklung der TDC-Firmware für einen Blocktransfermodus könnte die maximale Triggerrate weiter bis zu 50 kHz gesteigert werden.

Für eine Echtzeitüberwachung von (e,e)-Experimenten wurde das Programm QCLAMon entwickelt. Es verarbeitet alle während eines Elektronenstreuexperiments anfallenden Daten und stellt sie grafisch dar. In einer bereits geplanten Weiterentwicklung sollen Daten aus (e,e')-Experimenten in das Programm integriert werden. Durch eine Erweiterung der internen Datenbank wird eine Gate-Setzung in den Zeit- und Energiespektren mit nur wenigen SQLite-Codezeilen möglich sein.

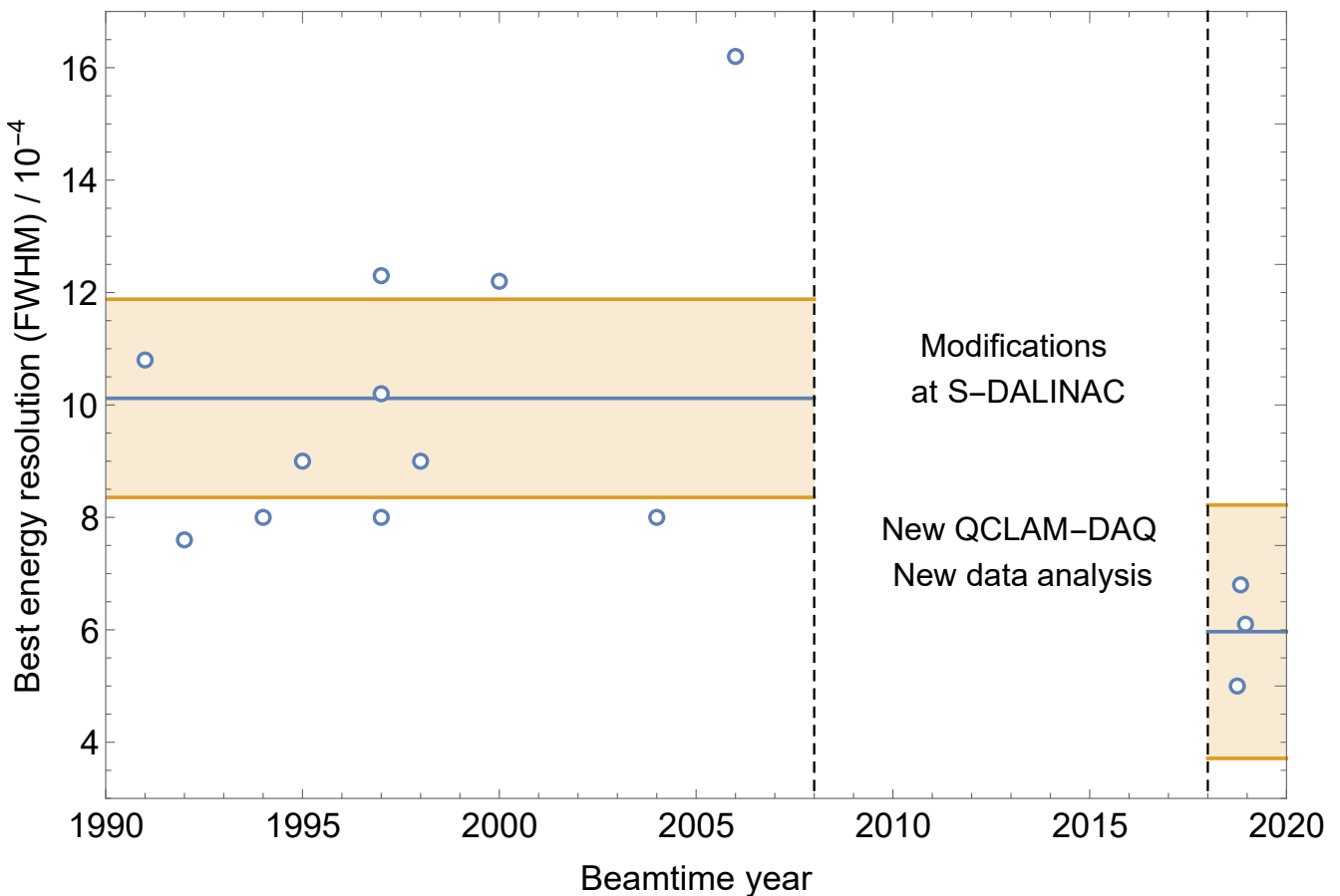


Abbildung 63: Historie der besten Energieauflösung am QCLAM-Spektrometer, die während eines Experiments erzielt wurde. Die einzelnen Datenpunkte wurden direkt aus den jeweiligen Arbeiten entnommen. Der Beitrag, verursacht durch die Dicke des Targets, wurde nicht korrigiert. Die in dieser Arbeit erzielte Energieauflösung stellt den besten jemals am QCLAM-Spektrometer gemessenen Wert dar. Datenpunkte wurden entnommen aus (in chronologischer Reihenfolge): [3, 22, 57, 58, 23, 59, 71, 66, 13, 20, 65].

Im Rahmen von zwei Teststrahlzeiten wurden Lochblendenmessungen zur Bestimmung der Spektrometer-Aberration und der Fokalebene position für verschiedene Magnetfeldeinstellungen durchgeführt. Die Ergebnisse der auf dieser Datenbasis durchgeführten Korrekturen für die Spektrometeroptik wurden parametrisiert für verschiedene Quadrupol-Dipol-Verhältnisse in das QCLAMon Programm integriert. Dadurch können zu Beginn eines neuen Experiments bereits die korrigierten Spektren angezeigt werden. Im Rahmen der Teststrahlzeit konnte mit Hilfe des High-Energy-Scrapers in einem $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}')$ -Spektrum nach der Anwendung aller Korrekturen eine Auflösung von $5 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden. Wie in [Abbildung 63](#) dargestellt, stellt dieser Wert einen neuen Rekord am QCLAM-Spektrometer dar. Die geplante Neuentwicklung eines Ortsdetektors mit vier Driftkammern [34] wird die Genauigkeit und die Effizienz der Track-Bestimmung weiter erhöhen.

Der Einsatz von optischer Übergangsstrahlung zur Verbesserung der Analyse von (e,e')-Daten wurde untersucht. Es wurde gezeigt, dass die Variation des Strahlflecks auf dem Target mit einer relativen Energieauflösung von $2 \cdot 10^{-4}$ einen zur Gesamtauflösung relevanten Beitrag liefert. Während einer zukünftigen Strahlzeit soll überprüft werden, wie gut die Strahlfleckschwankungen während der Datenanalyse korrigiert werden können. Die Möglichkeit einer Strahlstrommessung mit optischer Übergangsstrahlung am QCLAM-Spektrometer wurde untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass die OTR-Intensität mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.99 mit der Faraday Cup-Strahlstrommessung korreliert. Für einen routinemäßigen Einsatz einer OTR-Intensitätsmessung vom primären Target ist die Entwicklung eines festen Kameraaufbaus notwendig.

Abbildungsverzeichnis

1	Plan des S-DALINACs	3
2	Querschnitt durch das QCLAM-Spektrometer	5
3	Verlauf von Elektronenbahnen im QCLAM-Spektrometer	7
4	Elektronenablenkungssystem am QCLAM-Spektrometer	8
5	QCLAM-Triggerdetektor	10
6	Effizienz und Zeitauflösung des Trigger-Szintillators	11
7	Driftkammeranordnung mit Koordinatensystem	12
8	Elektrisches Feld in der Driftkammer 3. Generation	13
9	Gasversorgung am QCLAM-Spektrometer	16
10	Backend der Datenaufnahme	18
11	Foto eines Driftkammervorverstärkers	20
12	Schaltplan des Driftkammervorverstärkers	21
13	Beispiele für Driftkammersignale	22
14	Störungen am Vorverstärker	23
15	Eingangsbeschaltung für den Leading-Edge-Diskriminator	24
16	TDC-Eventstruktur	24
17	DAQ Logikschaltplan	27
18	Impulsdiagramm der Trigger-Logik	29
19	Trigger-Sequenz für den Auslesevorgang	30
20	DAQ-Datenstruktur innerhalb eines MBS-Events	31
21	DAQ-Triggerrate für Event für Event Datenauslese	34
22	DAQ-Triggerrate für asynchrone Datenauslese	34
23	TDC-Eventrate für asynchrone Datenauslese	35
24	Plan der (e,e'x)-Datenaufnahme	37
25	Event-Synchronisation für (e,e'x)-Experimente	38
26	Schematische Darstellung des Datenflusses in QCLAMon	40
27	Funktionsweise des Event-Builders im asynchronen Modus	41
28	Funktionsweise des Event-Builders im synchronen Modus	42
29	QCLAMon-Screenshot	44
30	Setzen von Daten-Gates	46
31	Lochblende	48
32	Lochblendenmessung	49
33	Minimale Driftzeit innerhalb eines Driftclusters	50
34	Effekt der Driftzeitkorrektur	51
35	Erkennung von ungültigen Clustern	52
36	Typische Driftzeitverteilung	53
37	Effekt der Driftzeitkorrektur	55
38	Das Peak zum Plateau-Verhältnis in Driftzeitverteilungen	56
39	Beispiel eines Driftclusters	57
40	Positionsbestimmung innerhalb einer Driftkammer	58
41	Differenzverteilung zwischen den Track-Winkeln	60
42	Häufigkeitsverteilung von Straffunktionswerten	61
43	Fokuspunkt	63
44	Position der Fokalebene für QDV 1.25	63

45	Schematische Darstellung der Fokalebene	64
46	Position der Fokalebene in QDV-Abhängigkeit	65
47	Effekt der Linienkorrektur	67
48	Linienkorrektur in Abhängigkeit der Polynomordnung	68
49	Residuum der Daten nach der Linienkorrektur	68
50	^{12}C -Spektrum	69
51	Effekt der Streuwinkelrekonstruktion	71
52	Korrigierte Lochblendenmessung	71
53	Streuwinkelauflösung	73
54	OTR Winkelverteilung	75
55	OTR auf einem Gold-Target	76
56	Targetleiter mit BeO-Target	78
57	Frequenzmodulation des Elektronenstrahls	79
58	Frequenzmodulation der Elektronenstrahlposition	80
59	Korrelation der Strahlposition und -Intensität	80
60	Strahlprofil auf dem Target	81
61	Entfaltungskern des Strahlprofils	82
62	Korrelation des Strahlstromes aus dem Faraday Cup und OTR-Messung	84
63	Historie der besten Energieauflösung am QCLAM-Spektrometer	85

Tabellenverzeichnis

1	Gegenüberstellung des QCLAM- und 169°-Spektrometers	6
2	Messgrößen des Elektronenablenkungssystems am QCLAM-Spektrometer	8
3	Driftkammereigenschaften	14
4	TDC-Verteilung über Crates	32
5	Teststrahlzeiten	47
6	Parameter zur Bestimmung der Driftweg-Relation	55
7	Rückstoßkorrektur für ausgewählte Isotope	70



Literatur

- [1] R. Hofstadter, *Electron Scattering and Nuclear Structure*, Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 214.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.28.214>
- [2] N. Pietralla, *The Institute of Nuclear Physics at the TU Darmstadt*, Nuclear Physics News **28**, Issue 2, (2018).
<https://doi.org/10.1080/10619127.2018.1463013>
- [3] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1991).
- [4] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu et al., *Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus ^{48}Ca from the $(e,e'n)$ Reaction*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2913>
- [5] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder et al., *Deuteron Breakup in the $^2\text{H}(e,e'p)$ Reaction at Low Momentum Transfer and Close to Threshold*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 202304.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.202304>
- [6] F. Hofmann, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer et al., *Magnetic dipole transitions in ^{32}S from electron scattering at 180°* , Phys. Rev. C **65** (2002) 024311.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.024311>
- [7] N. Ryezayeva, H. Arenhövel, O. Burda et al., *Measurement of the Reaction $^2\text{H}(e,e')$ at 180° Close to the Deuteron Breakup Threshold*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 172501.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.172501>
- [8] M. Arnold, *Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2017).
- [9] L. Jürgensen, *Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems für den S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2018).
- [10] G. Steinhilber, Dissertation D17, TU Darmstadt (2020), in Vorbereitung.
- [11] M. Espig, *Entwicklung, Aufbau und Charakterisierung einer variabel repetierenden, spinpolarisierten Elektronenkanone mit invertierter Isolatorgeometrie*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2016).
- [12] T. Bahlo, *Entwurf eines Møllerpolarimeters und Entwicklung einer aktiven Phasenstabilisierung für den Injektor des S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2017).

-
- [13] B. Reitz, *Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchung der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(e,e')$ und $^{58}\text{Ni}(e,e')$ unter 180°* , Dissertation D17, TU Darmstadt (2000).
- [14] V. Ginzburg and I. Frank, *Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another*, J. Phys. (USSR) **9** (1945) 353.
- [15] S. Döbert et al., Proc. EPAC 96, Barcelona (1996).
- [16] S. Kostial, *Transversale Phasenraum-Tomographie des Elektronenstrahls am S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2001).
- [17] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller et al., *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **640** (2011) 6.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.107>
- [18] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius et al., *The low-energy photon tagger NEPTUN*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **613** (2010).
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.11.038>
- [19] E. Heid, *Konzeption, Aufbau und Erprobung einer Goniometersteuerung am QCLAM-Spektrometer-Meßplatz des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1993).
- [20] M. Chernykh, *Electron Scattering on ^{12}C , the Structure of the Hoyle State and a Neutron Ball for $(e,e'n)$ Experiments at the S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2008).
- [21] G. Steinhilber, *Verfahrsteuerung und Stromauslese am QCLAM-Spektrometer*, Masterthesis, TU Darmstadt (2013).
- [22] K. D. Hummel, *Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1992).
- [23] J. Horn, *Entwicklung und Integration eines schnellen Kontrollsystems für den S-DALINAC und Weiterentwicklung der Vieldrahtdriftkammern im QCLAM-Spektrometer*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [24] M. Kohl, *Aufbau eines verfahrbaren Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems am QClam-Spektrometer des S-DALINAC und Multipolanalyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$* , Diplomarbeit, TH Darmstadt (1996).
- [25] A. Araz, *Aufbau und Erprobung einer digitalen HF-Regelung und Aufbau eines modularen Messsystems zur Energiestabilisierung für den S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2009).
- [26] Air Liquide ALPHAGAZ Purifier O2-Free Datenblatt, <https://web.archive.org/web/20190929211402/https://industrie.>

airliquide.de/sites/industry_de/files/2016/07/15/fuer_hoehste_reinheit.pdf.

- [27] Hamilton VISIFERM DO H0 Sensor Datenblatt, <https://web.archive.org/web/2019111215602/https://www.hamiltoncompany.com/process-analytics/product-specs/50027>.
- [28] Analog Devices LTC2440 Datenblatt, https://web.archive.org/web/*/https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/2440fe.pdf.
- [29] EPICS - Experimental Physics and Industrial Control System, <https://epics.anl.gov/>.
- [30] WIENER MDGG-8 User Manual, https://web.archive.org/web/2015*/http://file.wiener-d.com/documentation/MDGG/WIENER_MDGG-8_Manual_2.0.pdf.
- [31] M. Huk, P. Igo-Kemenes, A. Wagner, *Electron attachment to oxygen, water, and methanol, in various drift chamber gas mixtures*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **267** (1988) 107-119.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90635-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90635-3)
- [32] R. Kämpf, *Das Trigger-Detektorsystem des neuen Q-Clam Spektrometers am S-DALINAC und Entwicklung eines CAMAC-Moduls zur optischen Datenübertragung*, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991).
- [33] S. Dieterich, *Kalibrierung des QCLAM-Spektrometers am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1998).
- [34] A. D'Alessio, Dissertation D17, TU Darmstadt (2020), in Vorbereitung.
- [35] Eljen Technology EJ-204 Plastiksintillator Datenblatt, https://web.archive.org/web/20170123130814/https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-200_EJ-204_EJ-208_EJ-212.pdf.
- [36] Hamamatsu Photomultiplier Tube R9420 Datenblatt, https://web.archive.org/web/20180516211521/https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R9420_TPMH1296E.pdf.
- [37] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th Edition, John Wiley & Sons, New York (2010).
- [38] U. Bonnes, persönliche Mitteilung, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt.
- [39] RF Transformer ADT1-1WT Datenblatt, <https://web.archive.org/web/20170806190656/https://www.minicircuits.com/pdfs/ADT1-1WT.pdf>.
- [40] ELB-VME-VFB6 Modul, <https://web.archive.org/web/2019111215825/https://www.elbonn.de/cms/item.php?theme=elb-vme-vfb6&language=de>.

-
- [41] G. Casella, R. L. Berger, *Statistical Inference*, Second Edition, Duxbury Press, Pacific Grove (2002).
- [42] H. Überall, *Electron Scattering From Complex Nuclei, Part A*, Academic Press, New York (1971).
- [43] VME Standard, <https://web.archive.org/web/20190401134207/https://www.vita.com/page-1855175>.
- [44] L. Costrell, F. R. Lenkszus, S. J. Rudnick et al., *Standard NIM Instrumentation System*, Technical Report (1990).
<https://doi.org/10.2172/7120327>
- [45] RIO4-8072 VME Board Datenblatt, Creative Electronic Systems.
- [46] GSI Multi Branch System, <https://web.archive.org/web/20191117225318/https://www.gsi.de/work/forschung/experimentelektronik/datenverarbeitung/datenerfassung/mbs.htm>.
- [47] B. Stroustrup, *Programming - Principles and Practice Using C++*, Second Edition, Addison-Wesley, Upper Saddle River (2014).
- [48] Qt 5 Framework, <https://www.qt.io/>.
- [49] A. Williams, *C++ Concurrency in Action*, Manning, Shelter Island (2012).
- [50] J. Bieling, jTDC Firmware, <https://github.com/jobisoft/jTDC/commit/6c0ebbcc>.
- [51] SQLite, <https://sqlite.org>.
- [52] M. Hilcker, J. Birkhan, A. D'Alessio et al., *A superfluid liquid helium target for low-momentum electron scattering experiments at the S-DALINAC*, preprint.
<https://arxiv.org/abs/1909.08067>
- [53] L. Wartski, S. Roland, J. Lasalle et al., *Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiplescattering measurements*, J. Appl. Phys. **46** (1975) 3644.
<https://dx.doi.org/10.1063/1.322092>
- [54] NonlinearModelFit, Wolfram Language Documentation, <https://web.archive.org/web/20190529200017/https://reference.wolfram.com/language/ref/NonlinearModelFit.html>.
- [55] T. F. Silva, A. L. Bonini, R. R. Lima et al., *Optical transition radiation used in the diagnostic of low energy and low current electron beams in particle accelerators*, Rev. Sci. Instrum. **83** (2012) 093301.
<https://doi.org/10.1063/1.4748519>
- [56] FFmpeg, <https://www.ffmpeg.org>.

-
- [57] G. C. Lüttge, *Entwicklung und Aufbau eines Magnetsystems für Elektronenstreuung unter 180° und vollständige Bestimmung der magnetischen Dipol- und Quadrupolstärkeverteilung in ^{28}Si* , Dissertation D17, TH Darmstadt (1994).
- [58] H. Diesener, *Studium von Anregung und Zerfall elektrischer Riesenresonanzen in $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$ - und $^{40}\text{Ca}(p,p'x)$ -Reaktionen*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1995).
- [59] F. Neumeyer, *Untersuchung magnetischer Kernanregungen in ^{48}Ca und ^{90}Zr mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC*, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [60] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, Č. Zupančič, *Some read-out systems for proportional multiwire chambers* Nucl. Instrum. Meth. **62** (1968) 262.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(68\)90568-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(68)90568-5)
- [61] G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner, *Some developments in the operation of multiwire proportional chambers*, Nucl. Instrum. Meth. **80** (1970) 13-34.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(70\)90293-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(70)90293-4)
- [62] G. Charpak, F. Sauli, *High Resolution Electronic Particle Detectors*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 285-350.
<https://doi.org/10.1146/annurev.ns.34.120184.001441>.
- [63] R. Veenhof, *Garfield User Guide*, <https://web.archive.org/web/20190418111606/https://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- [64] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN Report 77-09 (1977).
- [65] N. Ryezayeva, *Search for the $p_{1/2}$ Resonance in ^7He with the $^7\text{Li}(d,^2\text{He})$ Reaction and Measurement of the Deuteron Electrodissintegration under 180° at the S-DALINAC*, Dissertation D17, TU Darmstadt (2006).
- [66] S. Strauch, *Untersuchung der Anregung und des Zerfalls elektrischer Riesenresonanzen in der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$* , Dissertation, D17, TU Darmstadt, (1998).
- [67] R. Pitthan, F. R. Buskirk, E. B. Dally et al., *Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{197}Au and ^{208}Pb between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 849.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.849>
Erratum: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.34.848>
- [68] K. Schweda, *Kalibrierung der Neutronendetektoren für den $(e,e'n)$ Meßplatz am QClam-Spektrometer des S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1996).
- [69] Struck SIS3316 User Manual, Rev. 1.18.

-
- [70] C. E. Shannon, *Communication in the presence of noise*, Proc. IRE. **37** (1949).
<https://doi.org/10.1109/JRPROC.1949.232969>
- [71] F. Hofmann, *Untersuchung magnetischer Übergänge im Kern ^{32}S durch inelastische Elektronenstreuung bei 180° am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1997).

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

An erster Stelle danke ich Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit ein spannendes Thema bearbeiten zu dürfen. Er hat mich mit Ratschlägen, Diskussionen und Fragen stets ein Stück weitergebracht. Für die Freiheit, die ich bei der Ausgestaltung meiner Arbeit am Institut haben durfte, für seine Professionalität und seine freundliche Art.

Für stets nette und aufgeschlossene Atmosphäre möchte ich mich bei meinen Bürokollegen bedanken. Wir haben viel gelacht und über spannende Themen diskutiert. Besonderer Dank geht an Simela Aslanidou, Sergej Bassauer, Isabelle Brandherm, Antonio D'Alessio, Dr. Johann Isaak, Dr. Andreas Krugmann und Maximilian Spall.

Mein Dank geht an Antonio D'Alessio für seine Hilfsbereitschaft und Unterstützung rund um die Entwicklungen am QCLAM-Spektrometer.

Ein Dankeschön geht an die Mitglieder der Beschleuniger-Arbeitsgruppe, die Tag und Nacht dafür gesorgt haben, dass der Beschleuniger musste, wenn er nicht wollte. Besonderer Dank geht an Dr. Lars Jürgensen für sein unermüdliches Können einen stabilen Elektronenstrahl auf dem Target zu zaubern.

Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla möchte ich für seine direkte Art wissenschaftliche Problemstellungen zu diskutieren und dafür, dass er stets ein offenes Ohr für mich hatte, herzlich danken.

Für hilfreiche Diskussionen rund um die Datenaufnahme bedanke ich mich bei Priv.-Doz. Dr. Heiko Scheit, Gerhart Steinhilber und Dr. Dmytro Symochko.

Ein großer Dank geht an die Mitarbeiter der Elektronikwerkstatt. Herr Bonnes und seine Kollegen mit ihrer Kompetenz und Erfahrung konnten mir stets eine Problemlösung anbieten.

Ein ganz spezieller Dank geht an meine Freundin Julia für ihr Verständnis und ihre Unterstützung.